

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE DIJON

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ETIENNE COQUET

PREMIÈRE THÈSE

**Étude photoélectrique
de la propagation des électrons chauds
dans les couches minces d'or**

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 31 Octobre 1967 devant la Commission d'Examen

JURY

MM. J. BOUCHARD Président
L. MARIOT ... Examineur
P. VERNIER... Rapporteur

INVITÉS

MM. A. LALLEMAND, Membre de l'Institut
L. NEEL, Membre de l'Institut

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE DIJON

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ETIENNE COQUET

PREMIÈRE THÈSE

**Étude photoélectrique
de la propagation des électrons chauds
dans les couches minces d'or**

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 31 Octobre 1967 devant la Commission d'Examen

JURY

MM. J. BOUCHARD Président
L. MARIOT ... Examineur
P. VERNIER... Rapporteur

INVITÉS

MM. A. LALLEMAND, Membre de l'Institut
L. NEEL, Membre de l'Institut

THESIS

LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE LIÈGE

LE CHAÎNE DE DIRECTION DES SCIENCES PHYSIQUES

ETIENNE COQUET

MEMBRE 1902

Étude physico-chimique
de la propagation des électrons chauds
dans les couches minces d'or



Présentée à la Faculté des Sciences Physiques le 21 Octobre 1902 devant la Commission d'Examen

1902

M. J. COQUET, docteur
en Sciences Physiques
à la Faculté des Sciences
de l'Université de Liège

1902

Imprimé par M. J. COQUET, docteur
en Sciences Physiques
à la Faculté des Sciences
de l'Université de Liège

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE DIJON

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ETIENNE COQUET

PREMIÈRE THÈSE

**Étude photoélectrique
de la propagation des électrons chauds
dans les couches minces d'or**

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 31 Octobre 1967 devant la Commission d'Examen

JURY

MM. J. BOUCHARD Président
L. MARIOT ... Examineur
P. VERNIER... Rapporteur

INVITÉS

MM. A. LALLEMAND, Membre de l'Institut
L. NEEL, Membre de l'Institut

UNIVERSITÉ DE DIJON - FACULTÉ DES SCIENCES

Doyen : R. CIRY

Assesseur : J. BOUCHARD

Professeurs

MM. R. CIRY	Géologie
J. DECOMBE	Chimie appliquée
B. D'ORGEVAL-DUBOUCHET	Mécanique
J. BOUCHARD	Radio électricité
C. ARNAL	Botanique
R. HUSSON	Biologie générale et animale
J. TIROUFLET	Chimie
L. MARIOT	Physique
J. ARBAULT	Mathématiques
P. BARRET	Chimie
G. CLÉMENT	Physiologie animale
C. BARON	Chimie biologique
C. NOIROT	Zoologie
P. HENRY	Botanique appliquée
R. AMIOT	Chimie-Physique
P. RAT	Géologie
P. VERNIER	Physique
J. CHAUDONNERET	Biologie animale
F. BUGNON	Biologie végétale
M ^{me} G. WATELLE	Chimie
MM. P. PIGEAUD	Mathématiques
P. FOURNARI	Chimie
J. MORET-BAILLY	Physique
H. TINTANT	Géologie
P. CACHON	Physique
L. GODEFROY	Electronique

Maîtres de Conférences :

MM. A. HANEN	Mathématiques
M. GUYOT	Biologie végétale
G. JOUBERT	Mathématiques
M ^{mes} G. GODEFROY	Physique
F. MORET-BAILLY	Mathématiques
M. P. FEUILLÉE	Géologie

Professeurs honoraires :

MM. R. LAGRANGE
M. DENIS

Conseiller Administratif :

M. G. CHABIN

Cette étude a été réalisée dans le cadre du département de Physique de la Faculté des Sciences de Dijon. Je remercie son directeur, Monsieur J. Bouchard pour son accueil bienveillant et pour l'attention qu'il a portée à mon travail. Celui-ci a été dirigé par Monsieur P. Vernier, directeur du laboratoire de Photoélectricité, à qui je dois ma formation de chercheur et à qui je tiens à exprimer toute ma reconnaissance. Je remercie Monsieur L. Mariot, Professeur à la Faculté des Sciences, pour les très nombreux entretiens fructueux qu'il m'a accordés pendant l'élaboration de ce travail.

Je tiens à témoigner ma profonde reconnaissance à Monsieur A. Lallemand, Membre de l'Institut qui a bien voulu considérer avec une attention constante, le résultat de mes recherches.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur L. Neel, Membre de l'Institut, pour l'honneur qu'il a bien voulu me faire en acceptant d'être membre de mon jury.

J'adresse mes remerciements cordiaux à tous mes camarades de laboratoire, pour leur soutien amical, ainsi qu'au personnel technique des ateliers de Physique qui m'a constamment aidé dans la réalisation du dispositif expérimental.

I N T R O D U C T I O N

La mise au point par P. Vernier et P. Hartmann (1), d'une méthode de mesure des rendements photoélectriques de photocathodes opaques ou transparentes à l'aide d'une caméra électronique Lallemand, est à l'origine de ce travail.

Pour étudier les mécanismes qui régissent la photoélectricité, un ensemble de travaux ont été entrepris au laboratoire sur les propriétés photoélectriques des couches minces métalliques obtenues par évaporation thermique sur un support amorphe. C'est ainsi que P. Hartmann (2) a étudié les propriétés photoélectriques des supports de silice fondue, que M. Pauty (3) a relié le rendement quantique des couches d'or à leurs propriétés optiques.

Dans le cadre de ces études, nous avons été chargé de mettre en évidence les processus de diffusions auxquels sont soumis les photoélectrons lors de leur propagation vers la surface de sortie de la photocathode. L'interaction des photoélectrons avec les autres éléments du solide peut s'accompagner d'une perte importante d'énergie. Par suite, tous les électrons excités par les photons absorbés dans le solide, ne peuvent arriver à sa surface avec une énergie suffisante pour la traverser. Une partie seulement des électrons excités participera au courant photoélectrique. Pour établir une relation entre le nombre d'électrons excités dans une photocathode métallique et le nombre d'électrons qu'elle émet, il est nécessaire de mettre au point une méthode expérimentale pour déterminer la répartition des points d'excitation des électrons émis. Nous verrons que cette répartition peut être définie par un paramètre unique : la profondeur d'extraction des électrons émis. Nous montrerons de quelle manière la profondeur d'extraction limite le rendement quantique des couches minces d'or et nous la déterminerons pour différentes valeurs de l'énergie d'excitation des photoélectrons.

Nous avons divisé le présent travail en six chapitres :

- CHAPITRE PREMIER : DONNEES GENERALES :

Nous rappelons brièvement les mécanismes de l'émission photoélectrique de volume et nous citons les travaux antérieurs ou contemporains de notre étude.

- CHAPITRE DEUXIEME : DISPOSITIF EXPERIMENTAL :

Nous décrivons le dispositif expérimental que nécessite la mesure des rendements quantiques des couches minces à l'aide d'une caméra électronique Lallemand, dans le vide même où elles ont été fabriquées.

- CHAPITRE TROISIEME : MESURES DES PARAMETRES DES COUCHES MINCES D'OR :

Nous indiquons les techniques de mesures des différents paramètres des couches minces qui interviennent dans notre étude : propriétés optiques, épaisseur, rendement quantique, structure cristalline, et nous résumons leurs résultats.

- CHAPITRE QUATRIEME : ETUDE EXPERIMENTALE DE LA VARIATION DU RENDEMENT QUANTIQUE AVEC L'EPAISSEUR DES COUCHES :

Les méthodes de mesure de la profondeur d'extraction des photoélectrons font appel à la connaissance de la variation du rendement quantique avec l'épaisseur des couches. Nous recherchons, en premier lieu, les conditions expérimentales qui conduisent à des résultats reproductibles (influence des conditions de fabrication de la couche). Nous donnons ensuite les résultats expérimentaux relatifs à diverses longueurs d'onde de la lumière incidente. Nous déterminons quatre rendements quantiques par photon incident. Ils se différencient par le sens de propagation de la lumière (elle arrive sur la face libre de la couche, ou traverse son support) ou par la direction du vecteur champ électrique de l'onde électromagnétique incidente (parallèle ou perpendiculaire au plan d'incidence).

- CHAPITRE CINQUIEME : CALCUL DU RENDEMENT QUANTIQUE D'UNE COUCHE MINCE METALLIQUE :

Afin d'interpréter les courbes obtenues en terme de profondeur d'extraction, nous proposons un schéma d'étude pour le calcul du rendement quantique d'une couche mince.

Nous inventorions dans ce calcul tous les paramètres qui sont susceptibles d'influer sur le rendement : les paramètres optiques de la couche et de son support, les paramètres de l'onde incidente (sens de propagation, polarisation angle d'incidence). Nous pouvons alors envisager la limitation du rendement quantique par la diffusion des électrons excités.

- CHAPITRE SIXIEME : APPLICATION DU SCHEMA THEORIQUE AUX COUCHES D'OR.
DETERMINATION DE LA PROFONDEUR D'EXTRACTION
DES PHOTOELECTRONS.

Pour en vérifier la validité, nous appliquons le calcul théorique précédent au cas particulier des couches minces d'or. Nous calculons la variation du rendement quantique en fonction de l'épaisseur des couches, pour diverses valeurs présumées de la profondeur d'extraction. Après avoir constaté que le schéma théorique adopté rend bien compte, en première approximation des phénomènes expérimentaux observés, nous indiquons différentes méthodes pour déterminer la profondeur d'extraction. Nous décrivons leurs conditions d'application et les résultats qu'elles nous ont fournis.

CHAPITRE I.

DONNEES GENERALES

I.1. INTRODUCTION : L'EMISSION PHOTOELECTRIQUE DES METAUX :

Nous voudrions, dans cette introduction, décrire brièvement l'état actuel des connaissances sur les mécanismes de l'émission photoélectrique dont la découverte par Hertz (4) remonte à 1887. Einstein (5) montra que l'interprétation de l'effet photoélectrique nécessitait la description quantique de l'interaction entre un électron du solide et un photon incident. Dans cet effet, le photon est absorbé dans le solide et communique toute son énergie $h\nu$ à un seul électron. Lors de la photoexcitation, les règles de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement doivent être assurées. Comme la quantité de mouvement du photon est négligeable, Tamm et Schubin (6) remarquent que l'effet photoélectrique impose l'action d'un troisième partenaire : le solide. L'impulsion communiquée à l'électron est donc compensée par une quantité de mouvement opposée, acquise par le solide. Le travail de la force qui s'exerce entre le solide et l'électron représente ainsi l'énergie d'excitation de l'électron.

I.1.1. Effet de surface ou effet de volume ? (de 1887 à 1957) :

Dans le solide, l'électron est soumis aux interactions coulombiennes qui résultent de la présence des ions positifs formant le réseau cristallin et des autres électrons de conduction. L'action du solide peut ainsi en première approximation, être assimilée à celle d'un pseudo-potentiel électrostatique $V(\vec{r})$ qui possède la triple périodicité du réseau, sauf au voisinage immédiat de la surface. On peut alors distinguer pour les métaux deux types de photoexcitation possibles, suivant la variation de $V(\vec{r})$: la photoexcitation en surface, ou la photoexcitation de volume.

-1- L'effet photoélectrique de surface :

Les premières théories (7) (8) furent établies à partir du modèle de Sommerfeld, dans lequel le potentiel électrostatique $V(\vec{r})$ est considéré comme constant à l'intérieur du solide. Dès lors, la photoexcitation ne peut avoir lieu qu'à la surface du métal. La conservation de la quantité de mouvement γ est assurée par l'action sur l'électron du champ électrique, perpendiculaire à la surface libre, qui résulte de la discontinuité du potentiel à l'interface métal-vide.

-2- L'effet photoélectrique de volume :

En fait, même pour les métaux qui se rapprochent le plus du modèle de Sommerfeld, le potentiel $V(\vec{r})$ n'est jamais rigoureusement constant à l'intérieur du métal. La variation de $V(\vec{r})$ implique l'action d'un champ électrique périodique qui assure la conservation de la quantité de mouvement et rend possible la photoexcitation dans le volume du métal. Les théories de l'émission photoélectrique plus récentes (9) (10) se fondent sur l'étude des transitions autorisées par la théorie des bandes.

Si l'effet photoélectrique des semiconducteurs fut toujours considéré comme un effet de volume (11) (12), il n'en fut pas de même pour celui des métaux (13). Ce n'est que depuis 1957, après les travaux expérimentaux et théoriques de Mayer, Thomas et Methfessel (14) (15) (16), que l'hypothèse de l'effet de volume est retenue d'une façon générale pour l'interprétation des résultats les plus récents (17) (18). La plupart des travaux cités ont pour but de dépasser le cadre des applications purement industrielles du phénomène afin d'établir un bilan de l'émission photoélectrique. Pour ce faire, il est nécessaire de décomposer la photoémission en processus fondamentaux décrits chacun à l'aide d'un nombre limité de paramètres accessibles à l'expérience. Des articles de mise au point qui résument ces différentes questions, ont été publiés ces dernières années par P. Vernier (19) et H. Thomas (20).

1.1.2. Mécanisme de l'effet de volume :

Il est désormais classique de décomposer le mécanisme de l'émission photoélectrique de volume en trois temps :

- 1. La photoexcitation : un électron du solide d'énergie W_0 absorbe un photon incident $h\nu$ et son énergie devient $W = W_0 + h\nu$.

- 2. La propagation : l'électron excité se déplace vers la surface du métal et peut perdre une partie de son énergie dans différents processus de diffusion.

- 3. La traversée de la surface : l'électron, s'il atteint la surface libre de l'émetteur avec une énergie suffisante, peut franchir la barrière de potentiel superficielle et participer au courant photoélectrique.

I.1.3. Méthode des couches minces :

Parmi les travaux réalisés ces dernières années, nous pouvons distinguer ceux qui avaient pour but d'établir que l'émission photoélectrique était un effet de volume et ceux qui, dans ce cadre, s'attachaient à déterminer un des paramètres liés aux processus qui viennent d'être décrits. En général, ces travaux sont réalisés à l'aide de la méthode dite "des couches minces", qui est particulièrement adaptée à l'étude de ces paramètres. Cette méthode consiste à mesurer le courant photoélectrique ou à analyser la vitesse des photoélectrons émis par une couche mince métallique déposée par évaporation thermique sur un support amorphe dans le vide même de la mesure. Elle présente des avantages immédiats sur les méthodes qui utilisent les matériaux massifs. Elle permet de disposer d'une surface "propre" pendant un temps d'autant plus long, que le vide utilisé est meilleur, et de faire varier de manière reproductible l'épaisseur des couches.

I.2. RESULTATS DES TRAVAUX RECENTS :

Actuellement, si l'on résume les travaux existant dans ces domaines, les points suivants semblent acquis :

I.2.1. Existence d'un effet de volume pour les métaux :

L'existence d'un effet de volume pour les métaux même près du seuil photoélectrique paraît bien établie. La variation du rendement quantique des couches minces des métaux alcalins avec leur épaisseur, mise en évidence par l'équipe de H. Mayer (16) ne peut s'interpréter que dans cette hypothèse. De même l'effet vectoriel déterminé par Pauty (3) sur différentes couches métalliques, doit être attribué comme l'avaient prévu Ives et Briggs (21) à la différence des propriétés optiques des couches pour les deux directions principales de polarisation de la lumière.

I.2.2. Propagation des électrons "chauds" dans les métaux :

I.2.2.1. les différents processus de diffusion :

Lors de sa propagation dans le solide, un électron excité à l'énergie $W = W_0 + h\nu$ peut perdre une partie de son énergie d'excitation ($h\nu$) dans des interactions avec divers éléments du solide.

On distingue généralement :

- 1°) les interactions individuelles de la part d'électrons, de trous ou de divers défauts de réseau.
- 2°) les interactions collectives avec un ensemble de particules chargées du solide (excitation d'ondes de plasmas ou d'ondes acoustiques).

On définit ainsi deux types extrêmes de diffusion :

- 1° les diffusions sont dites "élastiques" si l'énergie de l'électron diffusé est la même avant et après le choc. La quantité de mouvement de l'électron n'est alors modifiée qu'en direction.
- 2° les diffusions sont dites "inélastiques" si après le choc, l'énergie de l'électron diffusé est modifiée. Pour des électrons chauds, il s'agira toujours d'une perte d'énergie.

I.2.2.2. libre parcours moyen pour un type de diffusion :

Pour chaque type de diffusion il est possible de définir un libre parcours moyen l de la manière suivante : si τ est l'inverse de la probabilité totale par unité de temps pour qu'un électron subisse une diffusion d'un seul type, V la vitesse de l'électron.

$$l = V\tau \quad (I.1.)$$

La notion de libre parcours permet d'exprimer la probabilité $\Pi(r)$ pour un électron de parcourir une distance r sans diffusion sous la forme :

$$\Pi(r) = e^{-r/l} \quad (I.2.)$$

I.2.2.3. longueur d'atténuation et profondeur d'extraction :

Si l'électron peut subir différents types de diffusions avant sa sortie du métal, on admet, en général, que sa probabilité d'arriver à la surface du métal avec une énergie suffisante pour la traverser peut être représentée par une loi semi-empirique de la forme :

$$\Pi(z) = e^{-z/L} \quad (I.3.)$$

Dans cette formule, z désigne la distance à la surface de l'électron excité, L , la longueur d'atténuation de l'électron dont on détermine la variation avec son énergie mesurée à partir du niveau de Fermi.

Cette loi est assez bien vérifiée par l'expérience, mais il paraît très difficile de la justifier dans le cas général. Des tentatives sont faites actuellement pour relier la longueur d'atténuation aux libres parcours des différents processus de diffusion à l'aide de la méthode de Monte Carlo (22).

Dans le cas qui nous préoccupe, l'énergie maximale des électrons au-dessus du niveau de Fermi du métal, peut être assimilée avec une bonne approximation à l'énergie $h\nu$ des photons absorbés. Par ailleurs, dans l'hypothèse du transport balistique où nous nous placerons, une seule diffusion suffit à désexciter l'électron et par conséquent, seuls participent au courant photoélectrique, les électrons qui n'ont subi aucune diffusion.

Nous pourrions justifier la loi précédente, car L s'identifie alors au libre parcours associé à la diffusion inélastique envisagée. Nous désignerons dans ce cas, L sous le nom de profondeur d'extraction des photoélectrons.

I.2.3. Méthodes de détermination de la longueur d'atténuation :

Des électrons sont excités à une énergie supérieure au niveau du vide en différents points d'une couche mince métallique. On modifie la répartition des points d'excitation par exemple, en faisant varier l'épaisseur de la couche. La comparaison du nombre d'électrons excités et du nombre d'électrons émis, fournit les éléments nécessaires à l'estimation de la longueur d'atténuation.

Dans ces expériences, les électrons qui se propagent dans le métal possèdent une énergie supérieure de quelques électrons-volts au niveau de Fermi. Ils proviennent soit d'une excitation optique au sein du métal (effet photoélectrique) soit d'une injection d'électrons chauds dans la contre-électrode d'une structure métal-isolant-métal (effet tunnel). Suivant la valeur de l'énergie d'excitation de ces électrons, ils peuvent être collectés soit dans le vide (pour les plus fortes énergies (1)), soit dans un semi-conducteur (faibles énergies (2)) (fig. 1).

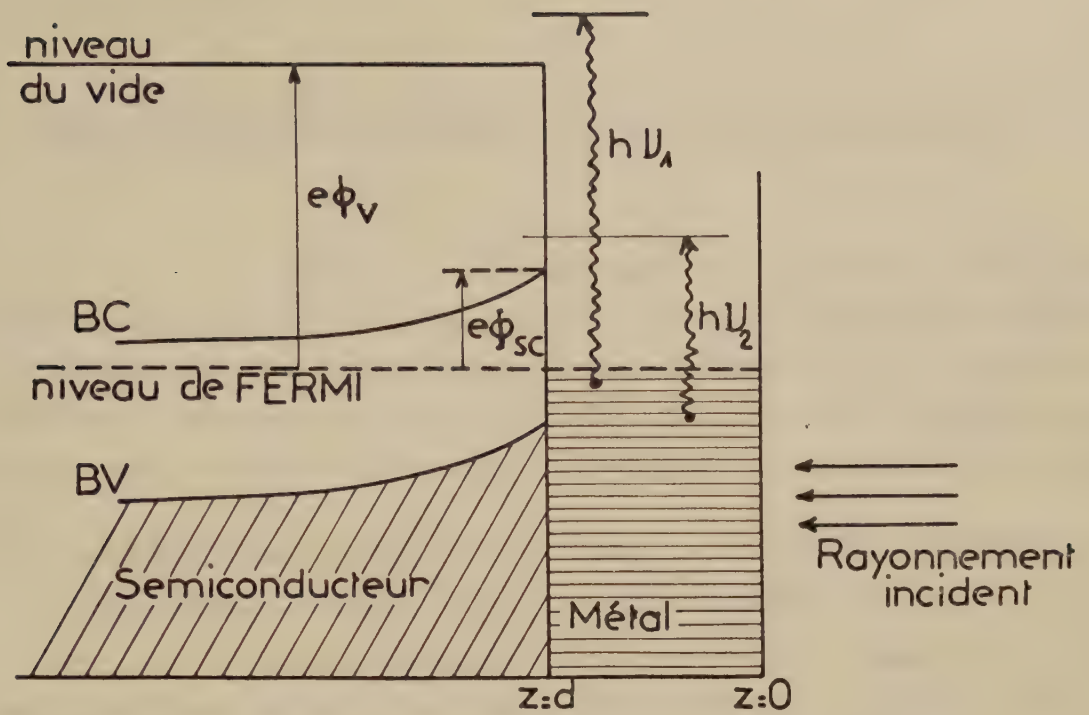


fig.1

Collection des photoélectrons: 1. dans le vide
2. dans le semi-conducteur

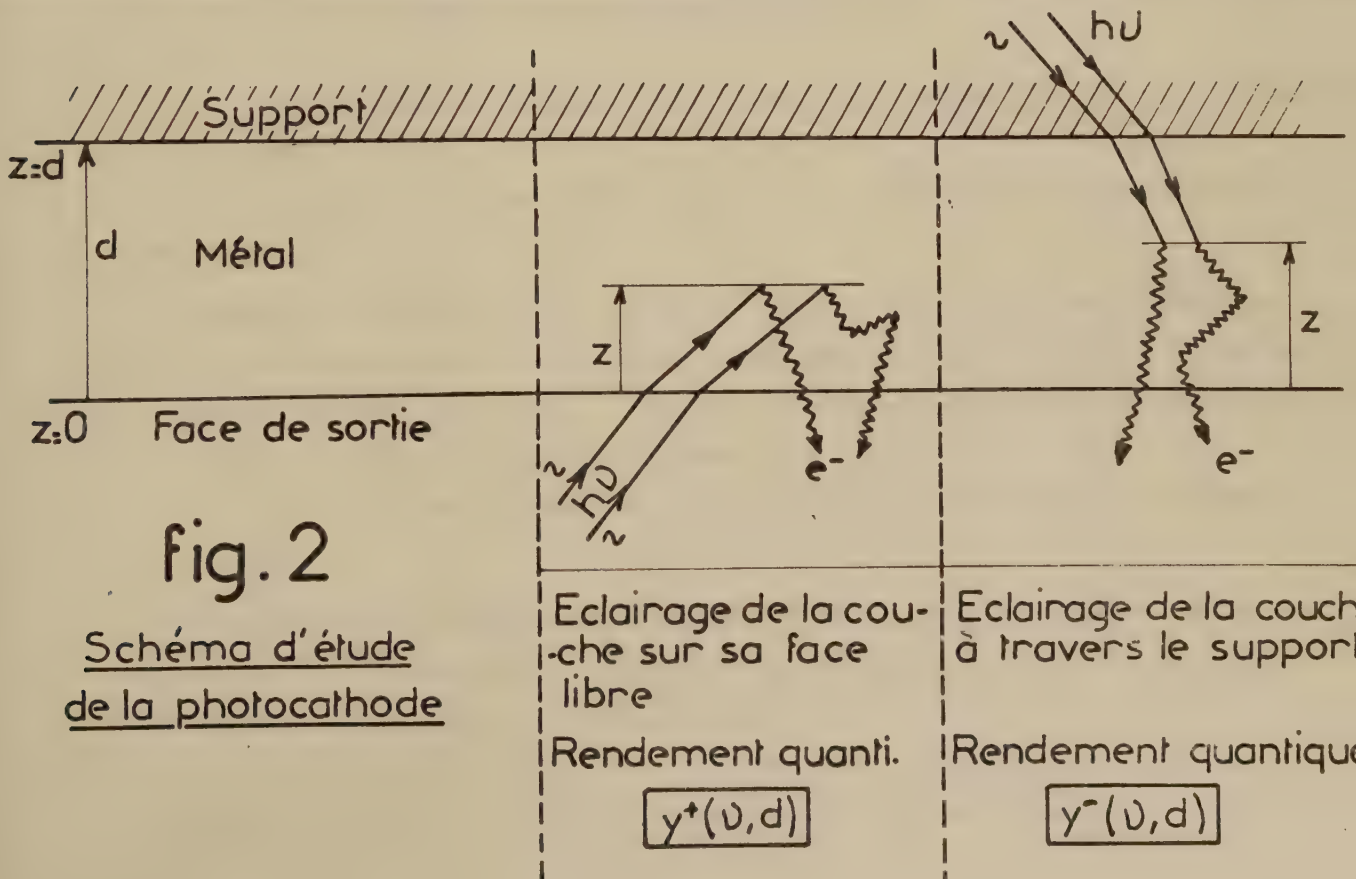


fig.2

Schéma d'étude
de la photocathode

Eclairage de la couche sur sa face libre

Rendement quanti.

$$\gamma^+(\nu, d)$$

Eclairage de la couche à travers le support

Rendement quantique

$$\gamma^-(\nu, d)$$

I.3. LES METHODES PHOTOELECTRIQUES. ANALYSE DES RESULTATS OBTENUS :

Nous nous intéressons plus particulièrement ici aux méthodes qui font appel à l'effet photoélectrique. La profondeur d'extraction des photoélectrons peut être déduite dans certains cas de la mesure de la variation du rendement quantique avec l'épaisseur du métal évaporé sur un support amorphe. Les méthodes sont fondées sur les interprétations suivantes

I.3.1. Interprétations théoriques classiques : Variation du rendement quantique avec l'épaisseur de la couche métallique :

Le rendement quantique par photon incident d'une couche mince métallique est le rapport du nombre d'électrons émis par le métal au nombre de photons incidents. Suivant que la couche est éclairée sur le même côté ou sur le côté opposé à la face de sortie des électrons, nous désignerons le rendement par γ^+ ou par γ^- (fig. 2.). La variation de ces rendements avec l'épaisseur des couches a été interprétée par Meessen (13), Crowell et al. (23) en faisant les hypothèses suivantes :

Soient :

I_0 la densité d'énergie lumineuse à la surface de la couche d'épaisseur d dans le vide,

$m I_0$ la valeur de cette densité à la surface de la couche dans le métal ($z = 0$).

Le nombre de photons présents dans un élément de volume v de hauteur dz et de surface de base unité, situé à une distance z de la surface émettrice est proportionnel à $m I_0 e^{-\chi z} dz$, si on néglige les réflexions multiples de l'onde incidente sur les deux faces de la lame,

χ est le coefficient d'absorption de la lumière pour la fréquence considérée.

Si χ' désigne le coefficient de photoexcitation pour cette même fréquence, $\chi' m I_0 e^{-\chi z} dz$ représente ainsi une quantité proportionnelle au nombre d'électrons excités dans ce même volume.

m , χ , sont des coefficients qui dépendent de l'angle d'incidence, de la polarisation et de la longueur d'onde de la lumière incidente.

Admettons une probabilité de sortie de l'électron excité en z , de la forme :

$$\pi(z) = \pi_0 e^{-z/L} \quad (I.3.)$$

π_0 représentant la probabilité de sortie de l'électron en l'absence de diffusion et L étant la profondeur d'extraction des photoélectrons.

Le nombre d'électrons qui participent au courant sera proportionnel à :

$$Y(\gamma, d) = \int_0^d m I_0 \pi_0 \alpha' e^{-(\alpha' + 1/L)z} dz \quad (I.4.)$$

Les auteurs précédents admettent que π_0 , L et α' ne dépendent pratiquement que de l'énergie des photons incidents.

Par suite, le rendement $Y^+(\gamma, d)$ d'une couche d'épaisseur d par photon incident est de la forme :

$$Y^+(\gamma, d) = \frac{K}{1/L + \alpha'} (1 - e^{-(\alpha' + 1/L)d}) \quad (I.5.)$$

K étant une constante de proportionnalité qui dépend de la fréquence de la lumière incidente.

On calcule de la même façon le rendement quantique lorsque la couche est éclairée sur la face opposée à la face de sortie des électrons :

$$Y^-(\gamma, d) = \left(\frac{K \cdot e^{-\alpha' d}}{1/L - \alpha'} \right) (1 - e^{-(1/L - \alpha')d}) \quad (I.6.)$$

Nous pouvons remarquer dès maintenant que le calcul du nombre de photons présents en un point de la couche est très approximatif dans ce modèle où il n'est pas tenu compte, en particulier, des phénomènes d'interférence qui résultent des réflexions multiples de la lumière sur les deux faces de la lame mince.

I.3.2. Mesures fondées sur la variation du rendement quantique $Y^+(d)$:

1°) Résultat dans le cas des métaux alcalins :

Mayer et al. (14) ont étudié la variation avec l'épaisseur du rendement photoélectrique des couches des métaux alcalins (Na, K, Cs), (fig. 3).

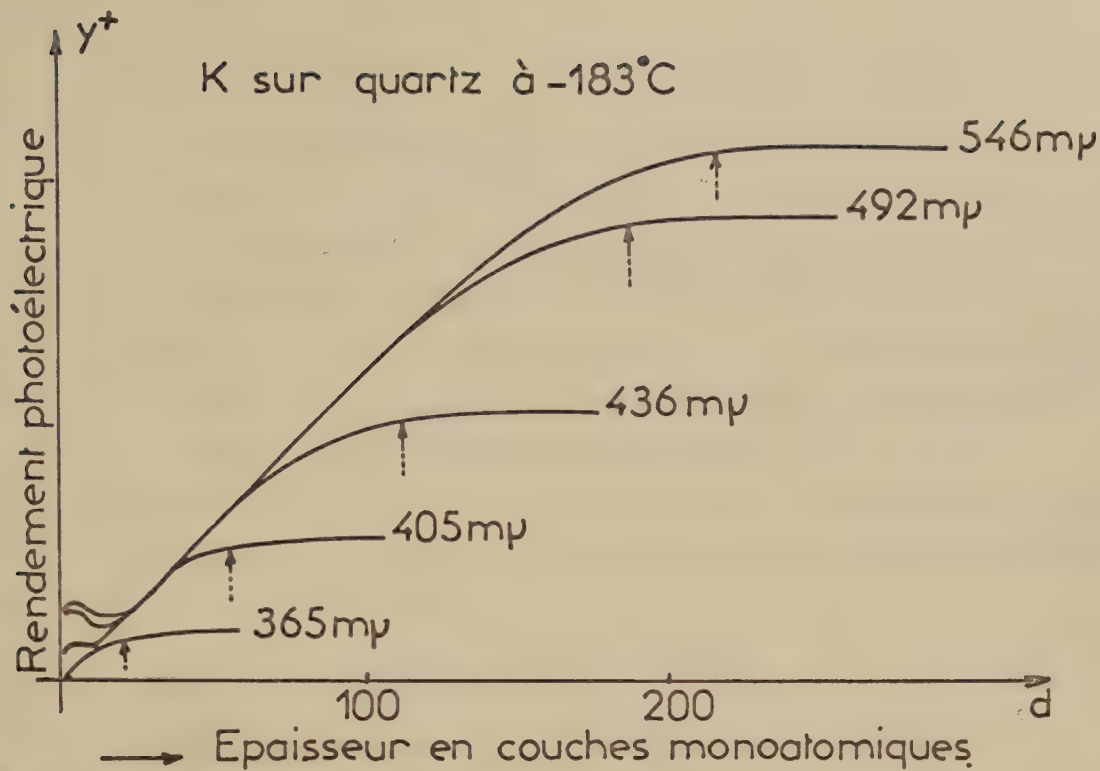


fig. 3 Courbe $y=f(d)$ pour K d'après MAYER(16).le rendement varie avec l'épaisseur suivant une loi de la forme :

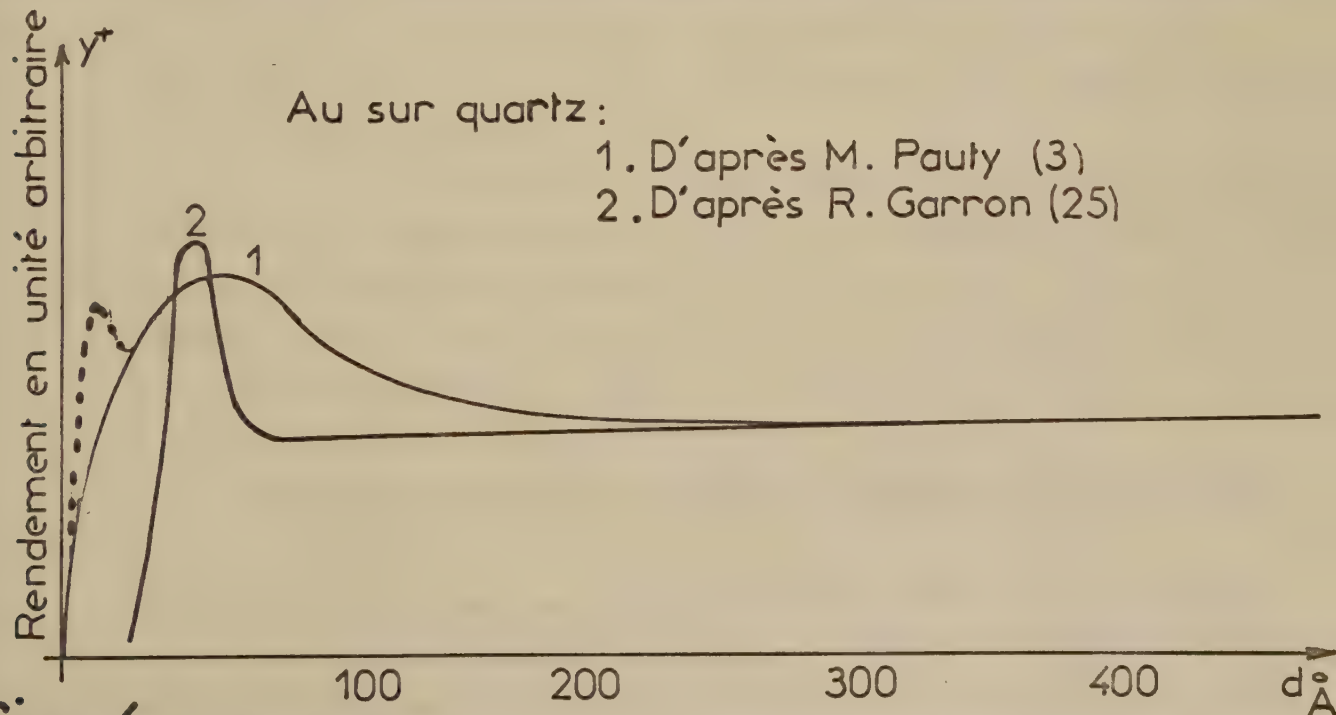
$$y = y(\infty) \cdot (1 - e^{-d/\lambda})$$


fig. 4 Courbe $y=f(d)$ pour l'or. La loi précédente n'est plus vérifiée

Les résultats suivants ont été déduits de ces expériences :

- 1- L'émission photoélectrique dépend de l'épaisseur du métal jusqu'à des épaisseurs de 10 à 200 couches monoatomiques lorsque la longueur d'onde du rayonnement incident augmente.

L'effet photoélectrique est donc incontestablement un effet de volume.

- 2- Le courant photoélectrique atteint une valeur maximale à partir d'une épaisseur qui permet d'obtenir une limite supérieure de la quantité que Meessen appelle profondeur d'émission $\mathcal{L}$.

En effet, mis à part quelques phénomènes irréguliers aux faibles épaisseurs, la variation du courant photoélectrique avec l'épaisseur **semble** correspondre à une loi de la forme :

$$Y^+(d) = Y^+(\infty) (1 - e^{-d/\mathcal{L}})$$

$Y^+(\infty)$ désignant la valeur du courant de saturation.

- 3- La quantité $\mathcal{L}$ est reliée d'après (I.2.) à la longueur d'atténuation des photoélectrons et au coefficient d'absorption suivant l'équation :

$$1/\mathcal{L} = \alpha + 1/L \quad (I.7)$$

L'absorption des métaux alcalins dans l'ultra violet est très faible de sorte qu'on peut obtenir une limite supérieure de $\mathcal{L}$ en posant $\mathcal{L} = L$.

Cette approximation permet de voir que la diffusion des électrons augmente avec leur énergie d'excitation ($h\nu$).

Toutefois, il semble que pour les plus grandes longueurs d'onde, le coefficient d'absorption ne soit pas négligeable devant le coefficient de diffusion des électrons (24) ; en outre, pour les plus courtes longueurs d'onde, la saturation du courant photoélectrique est obtenue à de faibles épaisseurs pour lesquelles les phénomènes d'interférences dans la couche ne peuvent être négligés.

2°) Absence de résultats par cette méthode dans le cas des métaux nobles :

Différents travaux parmi lesquels ceux de Garron (25) et Pauty (3), pour ne citer que les plus récents, portent sur la variation de $Y^+(d)$ enregistrée dans le cas des métaux nobles. En particulier, pour l'or, le rendement quantique $Y^+(d)$ présente un maximum pour une épaisseur d_m qui paraît dépendre de la longueur d'onde du rayonnement incident (fig. (4)).

Si l'on s'en tient à la théorie précédente, ces maxima doivent être considérés comme des "anomalies", et leur interprétation exige qu'une des caractéristiques de la couche varie avec l'épaisseur. Meessen (26) suppose l'intervention d'un effet de surface dû à la structure lacunaire des couches de faibles épaisseurs; Garron (25) envisage des variations du travail de sortie du métal avec l'épaisseur de la lame.

Les auteurs précédents n'ont pas envisagé, là encore, l'intervention des réflexions multiples de la lumière sur les deux faces de la couche. De plus, l'allure normale de ces courbes ne leur a pas permis de les interpréter en terme de profondeur d'extraction.

1.3.3. Mesures fondées sur la variation du rendement quantique $Y^-(d)$:

Des mesures de $Y^-(\sqrt{V}, d)$ sur l'or ont été faites récemment par Sze, Moll et Sugano (27) pour de faibles énergies d'excitation des électrons par collection interne dans un semi-conducteur. Dans le cas où $\alpha' L \gg 1$ et pour de grandes épaisseurs ($\alpha d \gg 1$) où les interférences dans la couche deviennent négligeables, on peut considérer avec une bonne approximation que : $\log Y^-(d) = K \times d/L$. Il en résulte une détermination possible de la profondeur d'extraction correspondant aux faibles énergies.

Par contre, dans le cas où $\alpha' L \ll 1$, cette méthode ne donne pas de résultats puisque la variation correspondante de $Y^-(d)$ est en $e^{-\alpha d}$ mais, il est alors possible d'étudier la variation du rapport $Y^-/Y^+(d)$ pour les grandes épaisseurs.

Dans l'approximation précédente, les auteurs précités trouvent :

$$Y^-/Y^+ = \frac{\beta_0 + \alpha}{\beta_0 - \alpha} \times \frac{\exp -\alpha d - \exp - \beta_0 d}{1 - \exp (\alpha + \beta_0) d} \approx \frac{\beta_0 + \alpha}{\beta_0 - \alpha} \cdot e^{-\alpha d} \quad \text{si } \beta_0 \gg \alpha \quad (I.7.)$$

Si $\alpha d \gg 1$, par comparaison des courbes expérimentales au faisceau de courbes calculées pour différentes valeurs de $L = 1/\beta_0$, il est possible de déterminer ce dernier paramètre si α est connu. Signalons là encore que cette méthode peut être critiquée si L est peu différent de $1/\alpha'$. De plus, dès que l'incidence sur la couche n'est plus nulle, on doit tenir compte, comme nous le montrerons, de l'influence de la polarisation de la lumière sur les propriétés optiques des lames minces.

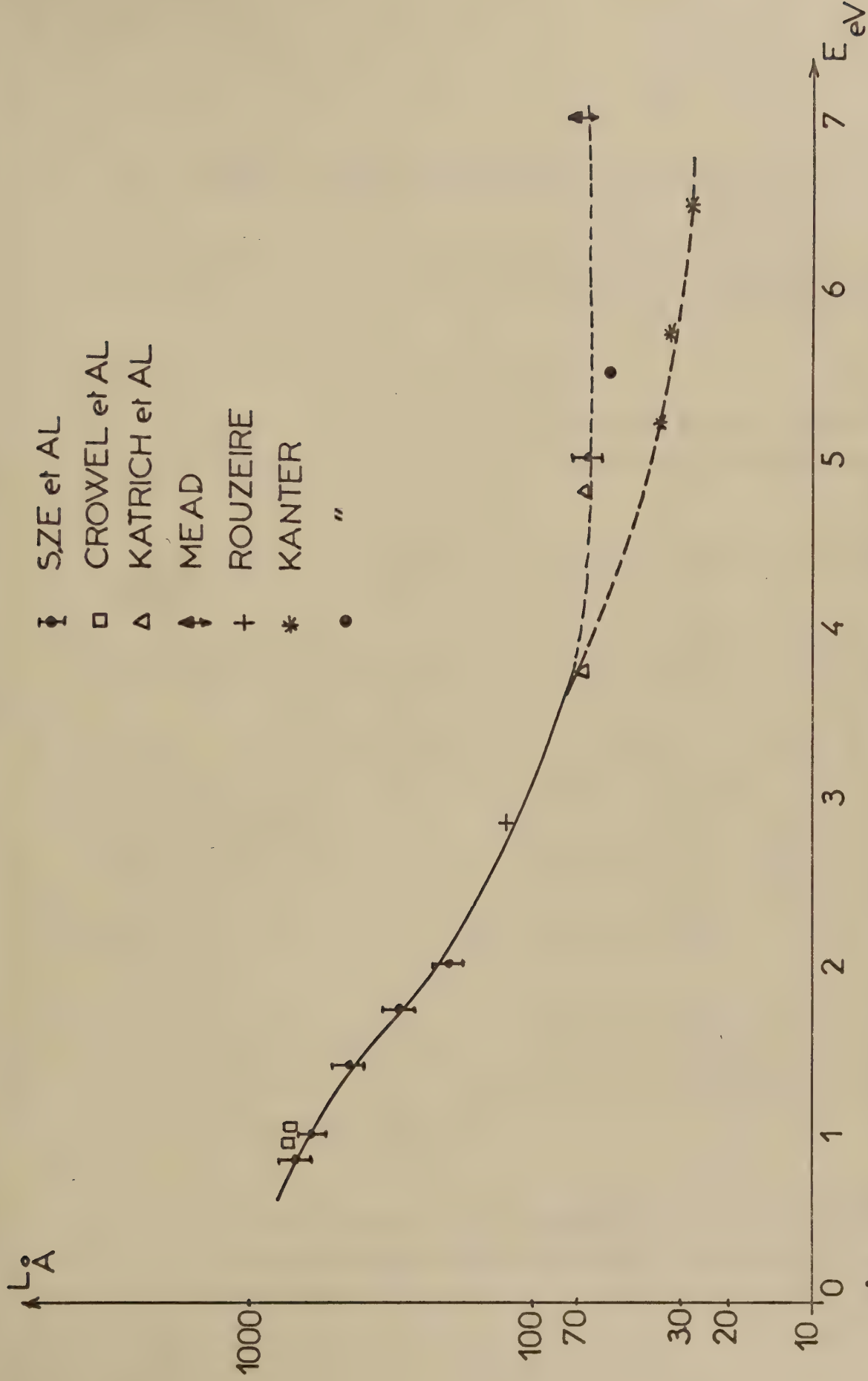


fig.5

Variation de la longueur d'atténuation L des électrons chauds dans l'or en fonction de leur énergie E mesurée à partir du niveau de FERMI.

I.3.4. Longueur d'atténuation des électrons chauds dans l'or :

L'ensemble des résultats obtenus est indiqué sur la courbe de la figure 5 qui représente la variation de la longueur d'atténuation des électrons chauds dans l'or avec l'énergie de ces électrons mesurée à partir du niveau de Fermi.

Ces résultats proviennent des mesures de :

- Sze, Moll et Zugano (27), (1964), Crowell, Spitzer, Howarth et Labate (23) (1962) (Méthodes photoélectriques. Collection du courant dans un semi-conducteur GaP ou Si).

- Mead (28), (1962), Rouzeyre (29) (1966) et Kanter (30) (1963) (structures métal-isolant-métal Al. Al_2O_3 . Au)

- Katrich et Sarbei (24) (1961) (Collection dans le vide du courant photoélectrique de couches minces d'or recouvertes d'un film de BaO)

Les résultats les plus récents sont ceux de Kanter (31) (1967). (Cet auteur a mesuré l'atténuation du courant d'un faisceau d'électrons de faible énergie traversant des couches d'or de diverses épaisseurs). Ils diffèrent d'une façon notable des résultats précédents dans la région d'énergie qui s'étend de 5 à 7 eV au-dessus du niveau de Fermi.

Kanter pense que la divergence des résultats obtenus par les deux premières méthodes et la sienne peut provenir des faits suivants :

- les résultats de la méthode photoélectrique sont très sensibles aux propriétés optiques des couches qui peuvent varier selon la nature du support sur lequel elles sont évaporées. (support amorphe ou semi-conducteur).
- dans la méthode utilisant les structures (métal-oxyde-métal) les électrons provenant de la première électrode doivent traverser la couche d'oxyde et leur répartition énergétique peut s'en trouver modifiée.

I.4 BUTS DE NOTRE TRAVAIL :

En définitive, il n'existe que peu de renseignements sur la valeur de la longueur d'atténuation des électrons chauds pour des énergies de l'ordre de 4 à 5 eV au-dessus du niveau de Fermi. Cette région correspond à des énergies de l'ordre de grandeur du travail d'extraction de l'or. Les courants photoélectriques sont alors très faibles et difficilement mesurables. Pour remédier à ces inconvénients, les auteurs ont abaissé la hauteur de cette barrière de potentiel, en collectant les photoélectrons dans un semi-conducteur ou en déposant à la surface du métal une couche monomoléculaire à faible travail d'extraction.

Nous avons pensé utiliser pour nos mesures les avantages que procure la caméra électronique Lallemand dans la détection des très faibles courants électroniques. Son emploi nous a permis de collecter dans le vide les photoélectrons émis par les couches les plus minces d'or au voisinage immédiat du seuil photoélectrique. De plus, nos couches sont évaporées sur un support amorphe de silice fondue et leurs propriétés optiques sont ainsi facilement contrôlables.

D'un point de vue théorique, les hypothèses complexes formulées jusqu'à présent pour interpréter les maxima "anormaux" du rendement quantique aux faibles épaisseurs ne permettaient pas d'accéder à une évaluation de la longueur d'atténuation des électrons. De même, il n'existe pas, à notre connaissance, de méthode rigoureuse qui permette d'interpréter les résultats expérimentaux obtenus dans le cas où la longueur d'atténuation des photoélectrons n'est pas grande devant la profondeur de pénétration des photons. C'est précisément ce cas qui se rencontre fréquemment pour les métaux que nous voudrions approfondir.

Nous nous proposons donc, dans ce travail, d'adapter un schéma théorique de l'émission photoélectrique utilisé par Spicer (17) dans le cas des couches "semi-infinies", au calcul des rendements quantiques Y^+ et Y^- des couches minces métalliques de faibles épaisseurs.

Nous étudierons plus particulièrement la contribution à la photoélectricité du nombre de photons présents en un point de la couche que nous calculerons en tenant compte des paramètres négligés dans les théories précédentes : l'angle d'incidence, la polarisation, le sens de propagation et les phénomènes d'interférence qui résultent des réflexions multiples sur les deux faces de la couche. Nous montrerons que la prise en considération de ces paramètres lorsqu'il y a lieu d'en tenir compte, peut conduire à plusieurs estimations indépendantes de la profondeur d'extraction des photoélectrons. Nous pourrons ainsi interpréter les courbes "anormales" observées dans le cas des métaux nobles à l'aide d'un schéma très simple.

CHAPITRE II.

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

La détermination de la profondeur d'extraction des photoélectrons dans un métal impose la connaissance de la variation du rendement quantique avec l'épaisseur d de ce métal évaporé en lames minces sur un substrat amorphe.

Considérons une onde plane de fréquence ν polarisée rectilignement tombant sous l'incidence i_0 , sur une couche métallique d'épaisseur d . Soient ϕ_0 le nombre de photons d'énergie $h\nu$ reçu par la couche par unité de surface et de temps, $N(\nu, d)$ le nombre d'électrons émis par cette même surface pendant le même temps. Le rendement quantique de la couche par photon incident est par définition :

$$Y(\nu, d) = \frac{N(\nu, d)}{\phi_0} \quad (\text{II.1.})$$

Si le flux lumineux arrive directement sur la face libre de la couche, nous désignerons le rendement quantique correspondant par :

$Y_{\perp}^+(\nu, d)$ si l'onde électromagnétique est polarisée rectilignement dans une direction perpendiculaire au plan d'incidence.

$Y_{\parallel}^+(\nu, d)$ si l'onde électromagnétique est polarisée rectilignement dans une direction parallèle au plan d'incidence.

Si le flux lumineux arrive sur la couche après avoir traversé son support, nous désignerons les rendements quantiques correspondants par : $Y_{\perp}^-(\nu, d)$ et $Y_{\parallel}^-(\nu, d)$.

Dans ces quatre cas, la surface de sortie des électrons est identique ; elle coïncide avec la surface libre de la couche au contact avec le vide.

Dans ce chapitre, nous décrirons le dispositif expérimental qui permet de mesurer ces différents rendements quantiques. Nous effectuerons la mesure du nombre de photoélectrons émis à l'aide d'une caméra électronique Lallemand dont nous indiquons le principe d'utilisation en Photoélectricité. Cet appareil impose un dispositif expérimental particulier que nous décrirons ensuite : il se compose actuellement d'un évaporateur pour la fabrication des couches, d'un système d'éclairage des photocathodes et des organes annexes de mesure des différents paramètres des couches.

II.1. UTILISATION DE LA CAMERA ELECTRONIQUE

POUR LA DETECTION DES PHOTOELECTRONS :

II.1.1. L'intérêt de la caméra électronique en photoélectricité :

P. Hartmann (2) a montré l'intérêt que présentait la caméra électronique Lallemand lorsqu'elle était utilisée pour déterminer le nombre de photoélectrons émis par une photocathode éclairée par un flux ϕ_0 de photons constant dans le temps. Cet appareil mis au point par A. Lallemand et M. Duchene (32) pour la photographie électronique en astronomie a été adapté à l'étude de la photoélectricité par P. Vernier et P. Hartmann (1). Dans son utilisation en photoélectricité, la caméra se comporte comme un récepteur quasi idéal de photoélectrons. Elle comprend trois parties essentielles :

- la photocathode composée d'une lame mince du métal étudié évaporé sur un substrat amorphe de quartz poli.
- l'optique électronique possède trois électrodes de formes bien déterminées qui constituent un objectif électrostatique à immersion. Cette optique accélère et focalise les photoélectrons émis sur une plaque photographique.
- la plaque nucléaire qui enregistre l'information. Si ses caractéristiques sont connues, elle permet de calculer le nombre de photo-électrons qui l'ont impressionnée. Ce processus a été mis en oeuvre par P. Vernier qui a étudié les caractéristiques des plaques nucléaires et en particulier des plaques Ilford G5 (33).

Nous citerons ici les résultats fondamentaux suivants qui permettent l'utilisation de cette plaque en photométrie :

- 1 un électron accéléré par une tension de l'ordre de 25 KV provoque dans l'émulsion la création d'environ dix grains d'argent et peut donc être détecté facilement.
- 2 la plaque, convenablement traitée présente une caractéristique linéaire au moins jusqu'à des densités optiques de l'ordre de 2.

Parmi les avantages que présente la caméra électronique dans son utilisation en photoélectricité sur les autres détecteurs classiques, nous retiendrons principalement les propriétés suivantes :

- Elle permet de détecter l'électron et par conséquent, des courants électroniques extrêmement faibles. Cette propriété s'avère fondamentale pour la mesure de rendements quantiques de couches minces métalliques qui, dans certains cas, sont difficilement mesurables. En effet, les flux lumineux disponibles qui servent à l'éclairage des photocathodes en rayonnement ultraviolet, sont peu intenses et les courants électroniques captés souvent très faibles. La mesure de ces courants avec la caméra ne s'accompagne d'aucun bruit de fond et d'aucune dégradation puisque tous les électrons émis par la photocathode sont enregistrés par la plaque photographique. De plus, les caractéristiques de la plaque nucléaire étant linéaires, la caméra électronique permet de réaliser l'intégration dans le temps du courant électronique si le flux lumineux qui éclaire la photocathode est constant dans le temps.
- Elle permet de situer avec précision le lieu d'émission des photoélectrons à la surface de la photocathode dont on obtient une image électronique sur la plaque photographique. Ce fait rend possible la détection de toute inhomogénéité macroscopique éventuelle de la surface émissive.

II.1.2. Principe de l'utilisation de la caméra électronique en photoélectricité :

Dans l'utilisation astronomique de la caméra électronique, l'image de l'objet à photographier est formée sur une photocathode du type Césium antimoine.

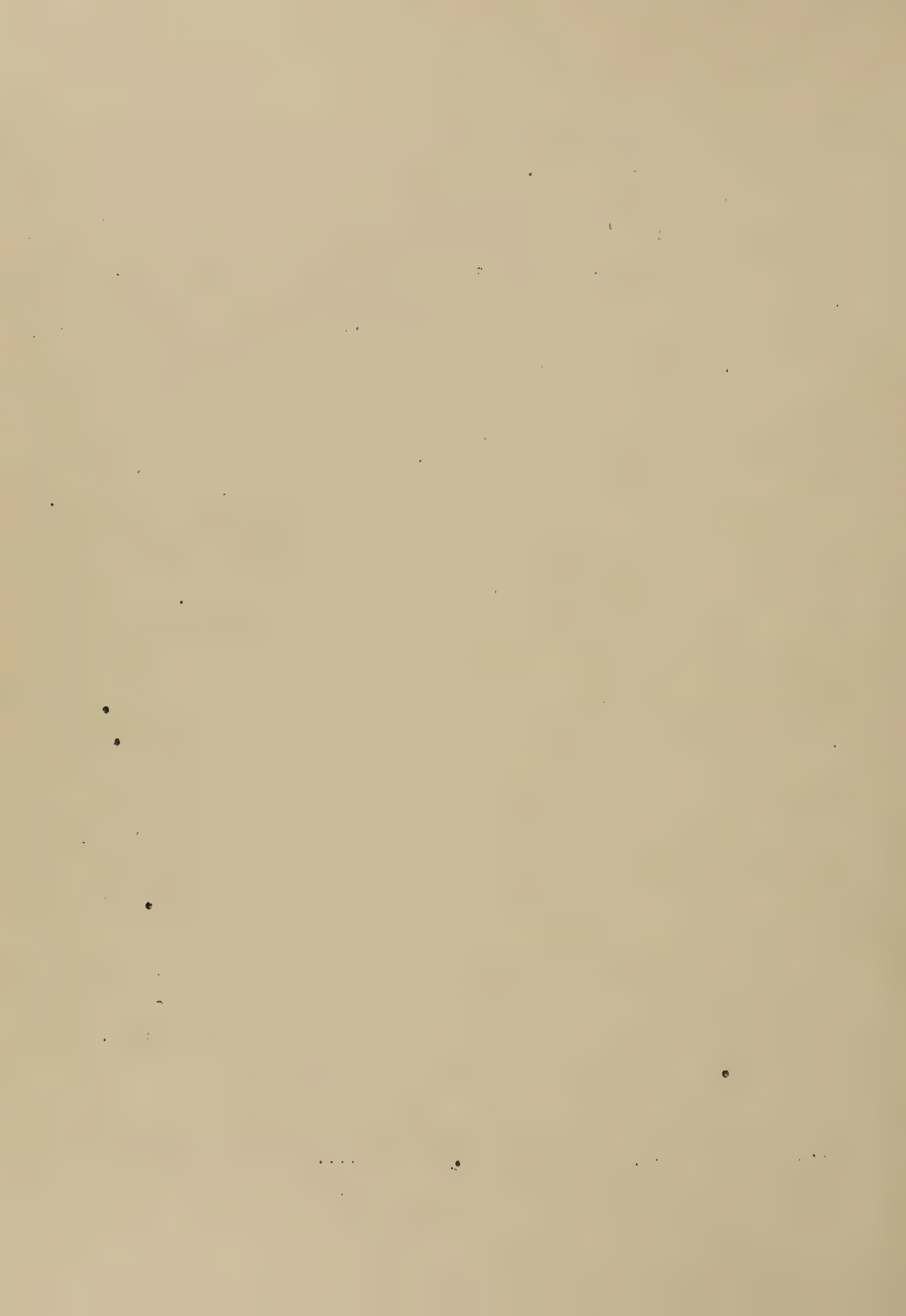
Dans son utilisation en photoélectricité, cette photocathode est remplacée par la couche mince du métal étudié. Pour éviter toute pollution de la surface émissive par les molécules de l'atmosphère, les couches doivent être évaporées dans le vide même où sont collectés les photoélectrons. C'est pourquoi il a été ad- joint un évaporateur (fig. 6) au dispositif décrit dans la thèse de P. Hartmann (2). Nous projetons sur la photocathode après sa formation, le spectre de raies ultraviolet d'une lampe à vapeur de mercure à l'aide d'un spectroscopie à opti- que de quartz. La plaque nucléaire développée restitue l'image électronique de ce spectre jusqu'à une raie spectrale dont la longueur d'onde λ_0 est celle qui correspond au seuil photoélectrique. Le dépouillement du densitogramme de la plaque nucléaire, permet ensuite de connaître, à une constante près, le nombre d'électrons émis par la couche pour chacune des longueurs d'onde du spectre. Si cette constante et la répartition spectrale en énergie de la source sont connues, on peut alors atteindre le rendement quantique par photon incident et sa variation avec la longueur d'onde du rayonnement incident.

Nous citerons deux avantages immédiats de cette méthode dont nous profiterons par la suite :

-1°) Il est possible d'obtenir simultanément sur la même plaque photogra- phique, la répartition spectrale du rendement quantique pour l'ensemble des lon- gueurs d'onde du spectre de raies projeté sur la photocathode. Notons que cette simultanéité des mesures permet de travailler sur une seule couche émissive et donc, avec un état de surface identique pour toutes les longueurs d'onde. De plus, on obtient une visualisation directe du seuil photoélectrique et par là même, une détection très rapide de ses variations éventuelles en fonction de divers paramètres.

-2°) Les dimensions de la photocathode et du champ de la caméra, permettent de projeter côte à côte et parallèlement sur la même couche, au moins deux spectres, dont on a fait varier une des caractéristiques : par exemple, l'état de polarisation ou le sens de propagation de la lumière.

Nous réalisons donc simultanément les mesures d'un des couples de rendement quantique $Y^+_{\perp}$ et $Y^+_{\parallel}$, $Y^+_{\parallel}$ et $Y^-_{\parallel}$, $Y^-_{\perp}$ et $Y^-_{\parallel}$..., et ceci, pour toutes les longueurs du spectre projeté sur la photocathode.



II.2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL :

L'ensemble de ce dispositif est schématisé dans les figures (6) et (8) qui représentent la caméra électronique, l'évaporateur adjoint et le système d'éclairage des photocathodes.

II.2.1. L'évaporateur :

L'évaporateur (13) constitué par une pièce en verre, a la forme indiquée par la figure (6). Il est fermé dans sa partie inférieure par une pièce contenant des passages basse tension. Ils servent d'amenée de courant pour les creusets de tungstène (16) en forme de gouttière qui contiennent le métal à évaporer. La partie supérieure supporte une pièce métallique qui comporte le quartz piezoélectrique (14) utilisé pour la mesure de l'épaisseur des couches. De part et d'autre des parois latérales de l'évaporateur, sont soudés deux tubes cylindriques. L'un d'eux se raccorde à la première électrode de la caméra (1) qui contient le support de photocathode (3), l'autre à une pièce comportant les passages du thermocouple et des fils des contacts pour la mesure de la résistance et de la température de la couche (15). Ces deux prolongements contiennent un système de rails 19 sur lequel glisse le support de la couche (11).

II.2.2. Le substrat de la lame :

Le substrat en quartz ou en verre comporte deux électrodes pré-évaporées en chrome, qui assurent le contact électrique de la couche avec la masse de l'appareil et permettent éventuellement, de suivre l'évolution de sa résistance après son évaporation ou pendant un recuit. Le support de quartz est placé à l'intérieur d'un cadre qui coulisse sur les rails. Cette pièce est entraînée par l'intermédiaire d'une tige reliée à un aimant qui repose sur la paroi de l'évaporateur. Un deuxième aimant (18) placé sur la face externe de l'évaporateur, permet de déplacer la couche de la position (I) située à la verticale des creusets, à la position (II) dans le support de photocathode de la caméra électronique (fig. (7)).

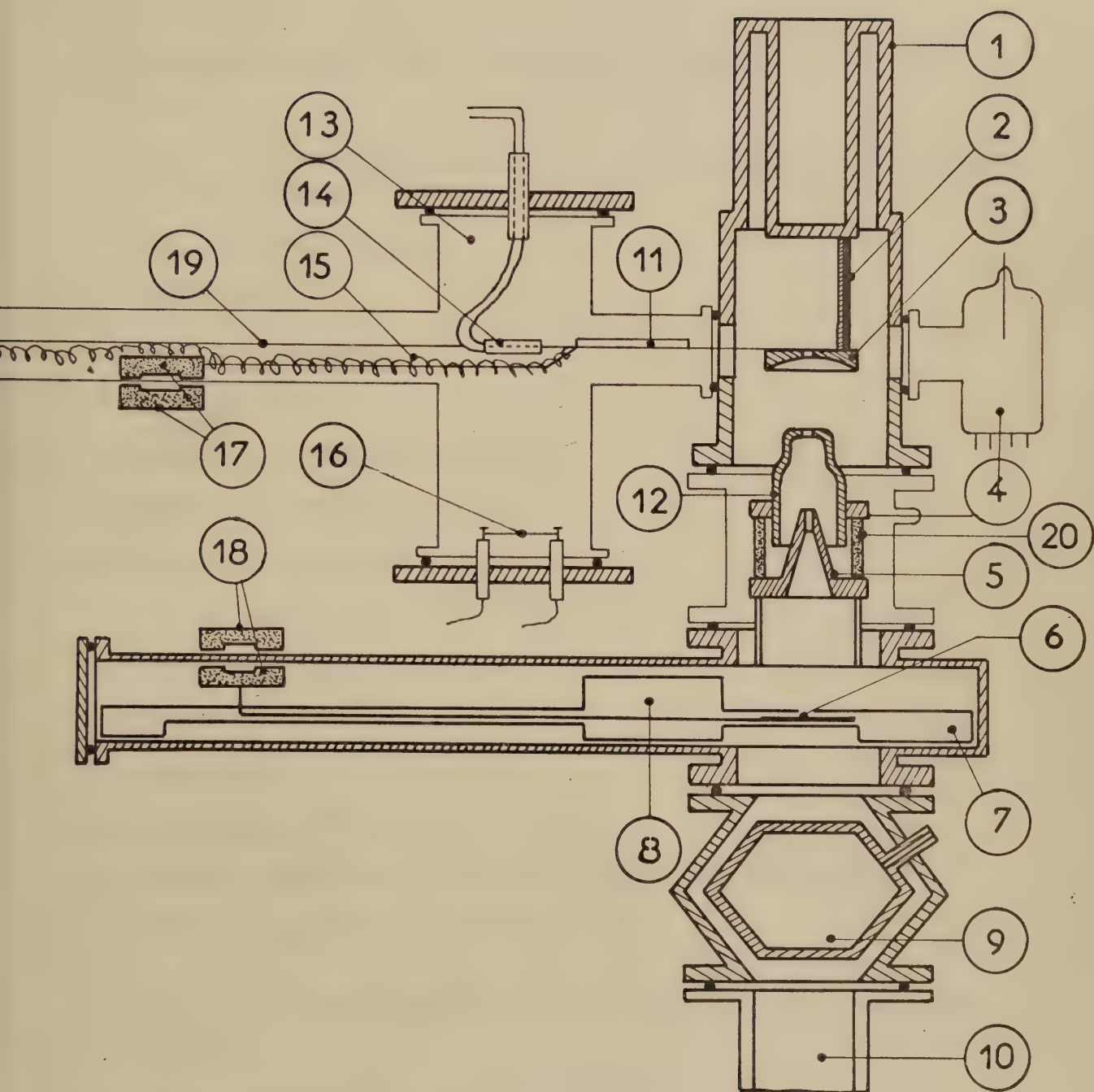
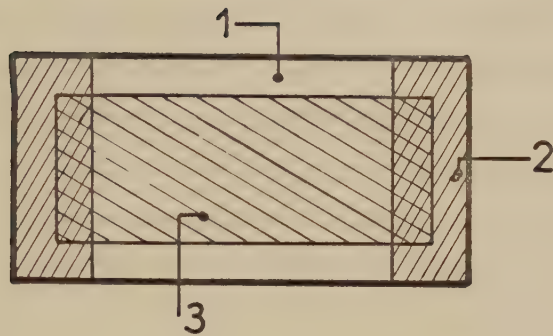


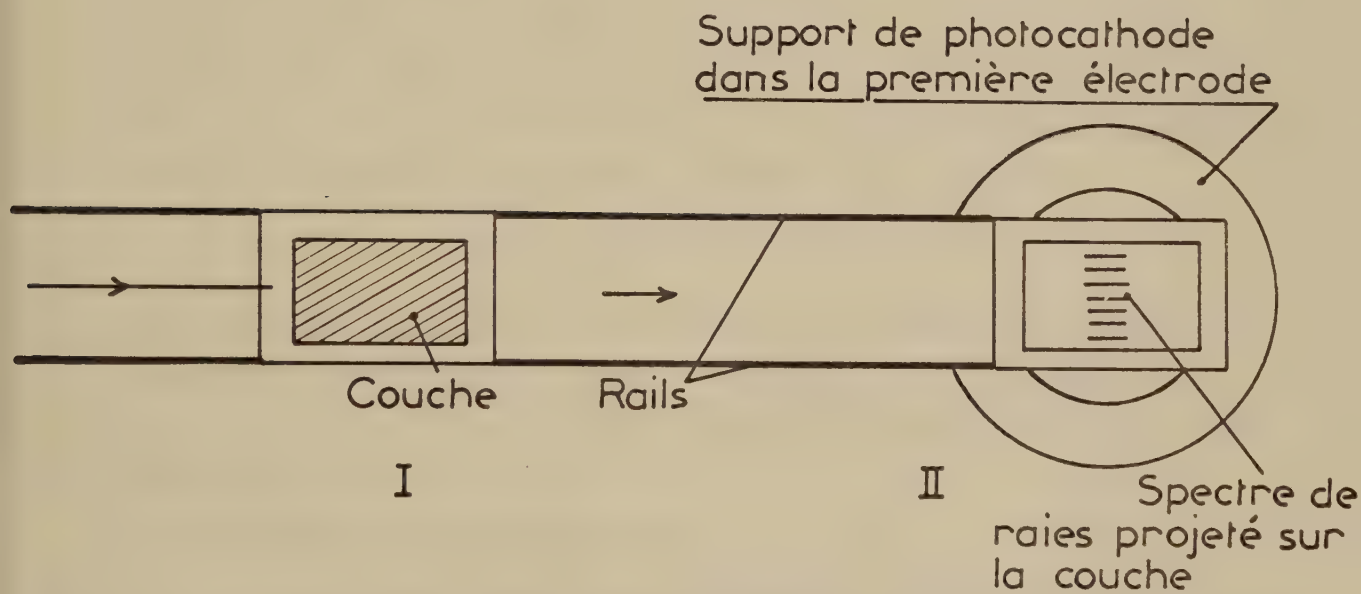
fig.6 Coupe de la caméra électronique.

LEGENDE DE LA FIGURE 6.

1. Première électrode formant ase Dewar et permettant l'étuvage de la caméra.
2. Tige de cuivre reliant thermiquement et électriquement la photocathode au fond du Dewar.
3. Support de photocathodes.
4. Jauge à vide.
5. Troisième électrode.
6. Plaque nucléaire.
7. Plaques nucléaires impressionnées.
8. Réserve de plaques nucléaires.
9. Piège à azote liquide.
10. Vers les pompes primaire et secondaire.
11. Photocathode et son support coulissant.
12. Deuxième électrode.
13. Evaporateur.
14. Quartz piezoélectrique.
15. Connexion permettant la mesure de la résistance de la couche.
16. Creuset contenant le métal à évaporer.
- 17.
18. Aimants permettant le déplacement de la photocathode et des plaques nucléaires.
19. Rails qui guident le support de la couche.
20. Tiges en stéatite.



- 1 Substrat en quartz
- 2 Contacts préévaporés en chrome
- 3 lame d'or évaporée



En I le support est dans l'évaporateur au dessus du creuset: la lame est évaporée.

En II la couche est en position de photocathode dans la première électrode.

fig.7 Fabrication de la photocathode.

II.2.3. La caméra électronique :

Elle est constituée par un objectif électrostatique à immersion formé de trois électrodes à symétrie de révolution. La première électrode (1) qui forme vase Dewar, porte la photocathode (3) qui peut ainsi être portée à la température désirée. Dans notre montage, cette électrode comporte, sur sa périphérie, six ouvertures. Quatre de ces ouvertures sont fermées par des disques de quartz répartis de part et d'autre du plan de la photocathode. Deux de ces fenêtres de quartz sont destinées à l'éclairage de la photocathode sur la face libre de la couche ou à travers son support, les deux autres permettent de mesurer les intensités lumineuses réfléchies et transmises par la couche fig. (8). Enfin, les deux autres ouvertures servent, l'une à raccorder la première électrode à l'évaporateur (13), l'autre à adjoindre au montage un dispositif de contrôle du vide au niveau de la photocathode (4). Les deux dernières électrodes (12) et (5) doivent avoir rigoureusement le même axe et sont assemblées au moyen de trois tiges en stéatite (20). La dernière électrode est raccordée à un porte plaques (7 et 8) qui permet de prendre, au cours d'une même manipulation, 48 clichés. La dernière électrode est à la masse pour faciliter la manipulation du porte-plaques. Les deux électrodes sont portées à des potentiels V_2 et V_1 négatifs et décroissant en valeur absolue. La focalisation des électrons est déterminée uniquement par le rapport :

$$k = V_2 / V_1$$

C'est pourquoi le potentiel intermédiaire V_2 est obtenu au moyen d'un potentiomètre alimenté par la tension totale $V_1 = - 30\ 000$ Volts.

Ainsi, une variation accidentelle de V_1 n'a pas d'incidence sur la focalisation.

II.2.4. Eclairage des photocathodes :

Le dispositif d'éclairage de la photocathode est représenté par la figure (8). Il est constitué par deux spectroscopes (⊕ et ⊖) à optique de quartz focalisant chacun le spectre d'une lampe à vapeur de mercure sur la photocathode. Par suite de l'aberration chromatique des lentilles, il est possible de faire coïncider le plan de la photocathode avec le plan focal des spectroscopes. L'angle moyen d'incidence des deux faisceaux sur la couche est de 65° .

- 1 - Polariseur
- 2 - Obturateur "Exacta"
- 3 - Brûleur à vapeur de mercure

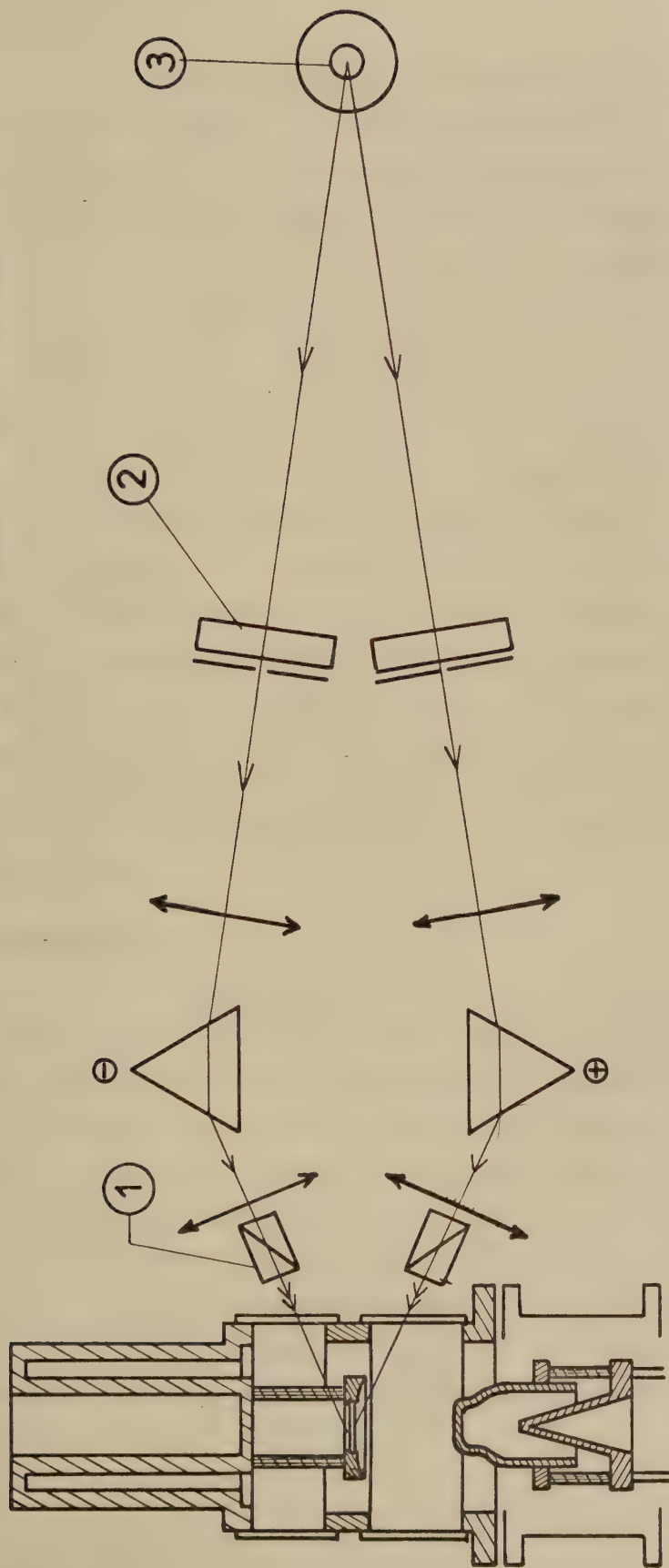


fig. 8

DISPOSITIF D'ÉCLAIRAGE DE LA PHOTOCATHODE

Lors de la mesure des couples de rendements ($Y_{\perp}^{+}$, $Y_{//}^{+}$) ou ($Y_{\perp}^{-}$ et $Y_{//}^{-}$), on adjoint à l'un des spectroscopes $\oplus$ ou $\ominus$ selon le cas, un prisme de Rochon (1). Ce dispositif assure un dédoublement du faisceau sortant des spectroscopes en deux parties qui correspondent à l'une des polarisations ($\perp$) ou ($//$) de l'onde incidente. L'ensemble spectroscopie-Rochon donne sur la photocathode deux spectres de raies identiques focalisées parallèlement côte à côte. La caméra électronique restitue sur les plaques nucléaires la même configuration de ces spectres dont le dépouillement fournit la mesure des rendements $Y_{\perp}$ et $Y_{//}$ cherchés.

Pour éviter les erreurs provenant de la fluctuation dans le temps de l'intensité lumineuse des lampes à vapeur de mercure sur la détermination du rapport des rendements Y^{+}/Y^{-} , les deux fentes des spectroscopes sont éclairées simultanément à l'aide de la même lampe spectrale (3). Les fluctuations éventuelles ont ainsi beaucoup moins d'incidence sur la valeur du rapport cherché. De même, pour diminuer les causes d'erreurs sur la mesure du temps de pose, la lampe spectrale est placée assez loin des fentes. Le temps de pose, ainsi augmenté, est rendu reproductible par l'utilisation de deux obturateurs d'appareils photographiques "Exakta" (2) que nous avons étalonnés.

II.2.5. Vide utilisé :

Une installation à vide classique comprenant une pompe à palette et une pompe à diffusion d'huile, nous permet en principe d'obtenir un vide limite de 10^{-7} torr. Ce dispositif comporte deux pièges à azote liquide : le premier est situé à la sortie de la pompe à palette, le deuxième entre la pompe à diffusion et le porte-plaques. Le deuxième piège, d'une grande contenance, a pour effet de refroidir les plaques nucléaires et de piéger une grande partie des molécules d'huile et de vapeur d'eau qui pourraient polluer la surface de la couche. Le vide mesuré au niveau de la photocathode était ainsi de l'ordre de 10^{-6} torr. En raison de la valeur de cette pression limite, nous nous sommes limités à l'étude du métal le moins oxydable : l'or.

CHAPITRE III.

DETERMINATION DES DIFFERENTS PARAMETRES DES COUCHES

Dans notre étude, les couches d'or seront caractérisées par un certain nombre de paramètres parmi lesquels leur épaisseur, leurs constantes optiques, leur structure cristalline. Nous indiquons ici les techniques de mesures employées pour déterminer ces paramètres et les résultats qu'elles nous ont fournis.

III.1. MESURE DE L'ÉPAISSEUR d DES COUCHES MINCES :

La mesure de l'épaisseur massique des couches est réalisée au moyen du système Lostis (35). Un quartz piezoélectrique est placé dans le plan de la couche pendant l'évaporation. Lorsque le quartz de masse M_0 est surchargé par une masse ΔM , sa fréquence propre F_0 varie de la quantité ΔF telle que :

$$\Delta F/F_0 = K \Delta M / M_0$$

En admettant que le métal évaporé se condense de la même manière sur le quartz piezoélectrique et sur le support de la photocathode, l'épaisseur de métal (d) déposée sur le support se déduit de la variation de fréquence ΔF par la relation :

$$\Delta F = K' d$$

La constante K' est déterminée à partir de la mesure de la variation ΔF correspondant à l'évaporation d'une couche très épaisse. La pesée précise de la masse de métal déposée permet de connaître l'épaisseur de cette couche en supposant que la densité du métal à l'état massif est la même que celle du métal en couche mince. Cette méthode permet d'accéder rapidement à l'épaisseur massique de la lame. Elle fournit des résultats reproductibles avec une assez bonne précision de l'ordre de 2 % pour les couches d'épaisseurs voisines de 100 Å.

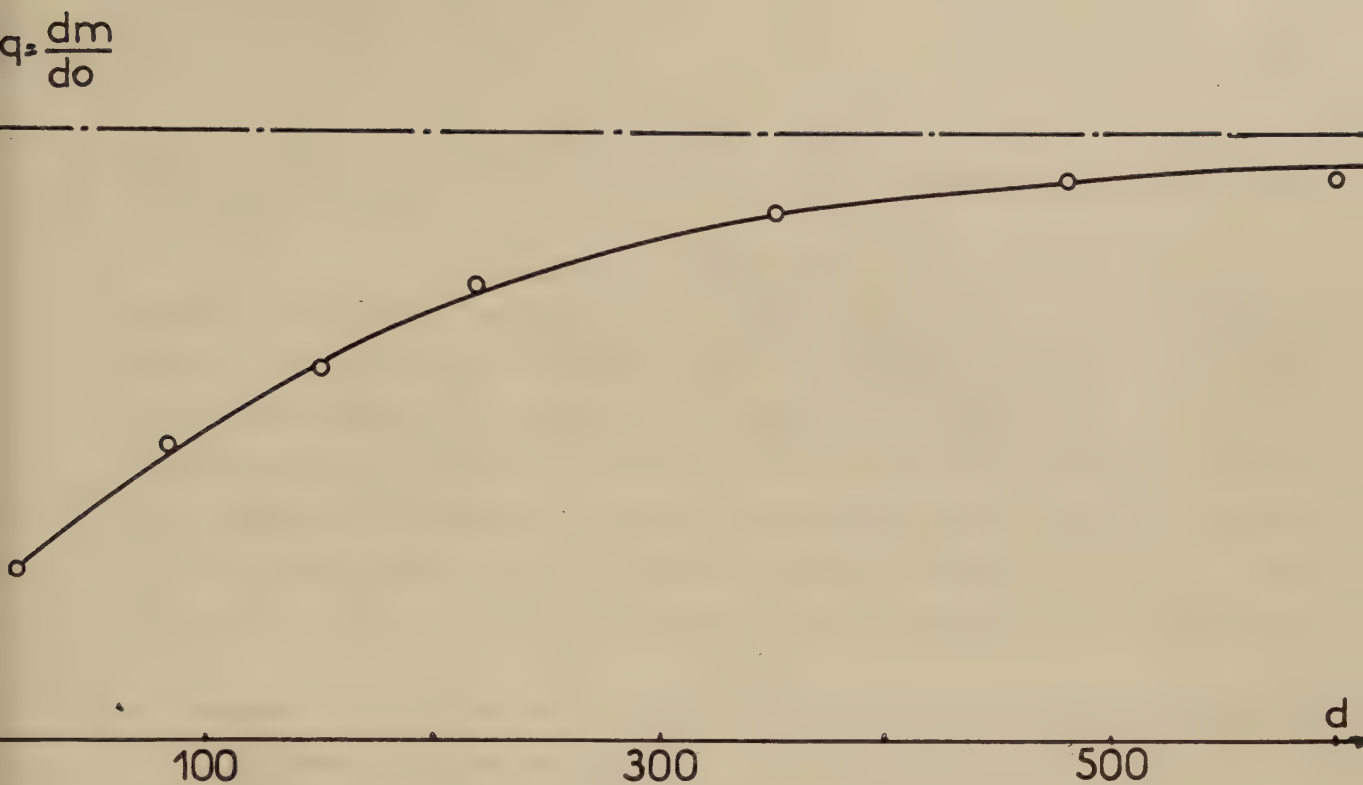


fig. 9 Variation du coefficient de remplissage avec l'épaisseur

(x)

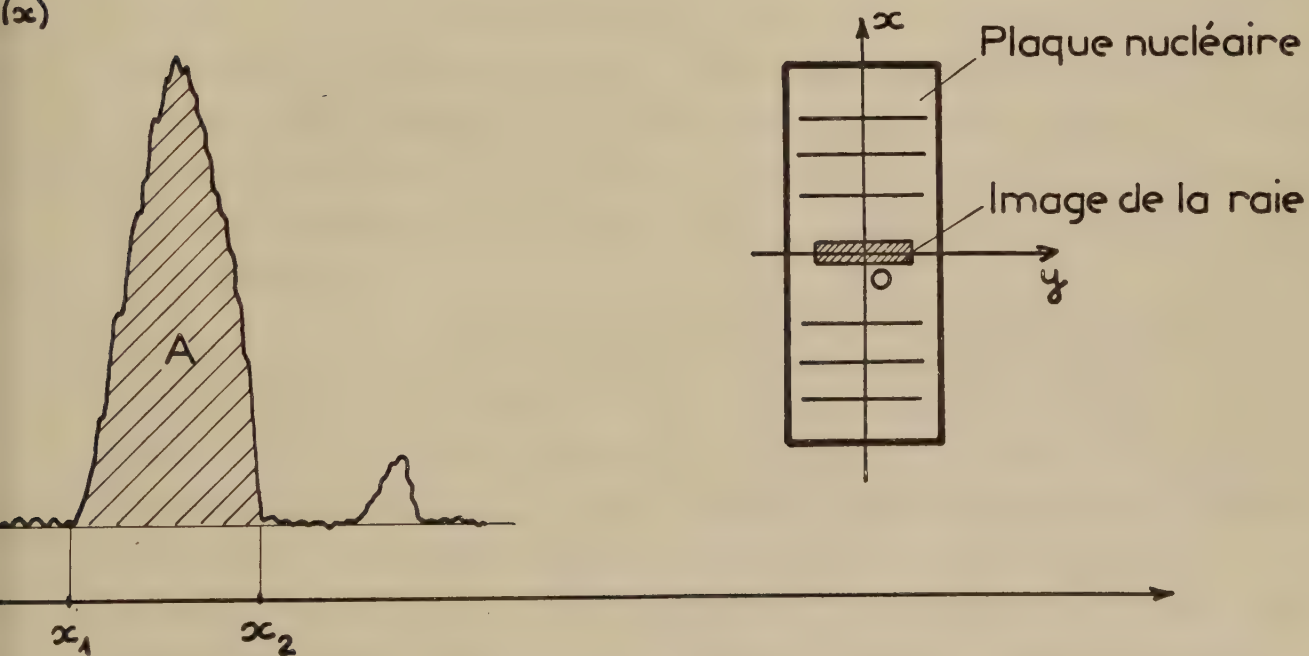


fig. 12 Densitogramme d'une raie : l'aire A est proportionnelle au nombre d'électrons qui ont formés l'image de la raie

Dans les calculs théoriques ultérieurs, c'est l'épaisseur optique des lames qui interviendra.

Nous avons déterminé l'épaisseur optique d_o de nos couches à l'aide d'une méthode mise au point par M. Pauty et J.F. Berthelemy (18), et que nous décrirons brièvement au paragraphe suivant. La correspondance entre l'épaisseur massique d_M et l'épaisseur optique d_o des couches est donnée par la courbe de la figure (9). Elle représente la variation du "coefficient de remplissage" $q = d_M/d_o$ avec l'épaisseur massique. Le coefficient q varie entre 0,7 et 1 lorsque l'épaisseur passe de 0 à 500 Å pour des couches fabriquées à des vitesses d'évaporation élevées de l'ordre de 100 Å/s.

Pratiquement pour éviter des contrôles optiques continuels, nous avons déduit l'épaisseur optique des couches de la division par q de l'épaisseur massique déterminée par la méthode Lostis. La précision obtenue était suffisante pour la vérification de nos calculs.

III.2. DETERMINATION DES CONSTANTES OPTIQUES DES COUCHES :

Pour interpréter la variation du rendement quantique avec l'épaisseur des couches d'or, il nous sera utile de connaître leurs caractéristiques optiques et en particulier, leur indice complexe $n_1 = n - ik$. L'indice de réfraction n et l'indice d'absorption k des couches d'or varient avec la fréquence du rayonnement incident et peuvent dépendre de l'épaisseur des couches.

Les propriétés optiques des lames d'or utilisées dans nos expériences ont été étudiées dans le laboratoire de Photoélectricité par M. Pauty et J.F. Berthelemy (18). La détermination simultanée des paramètres n , k et d_o d'une couche mince nécessite trois mesures indépendantes du coefficient de réflexion $R_{//}$ de l'ensemble couche-support pour différentes incidences i_o d'une onde plane monochromatique de longueur d'onde λ . M. Pauty a montré dans sa thèse (3) comment la comparaison des courbes théoriques $R_{//} = f(d_o/\lambda)$ à i_o , n et k constants, avec les valeurs expérimentales de R obtenues pour divers angles d'incidence, permet d'obtenir les valeurs des paramètres n , k et d/λ .

INDICES DES COUCHES D'OR $n_4 = n - ik$

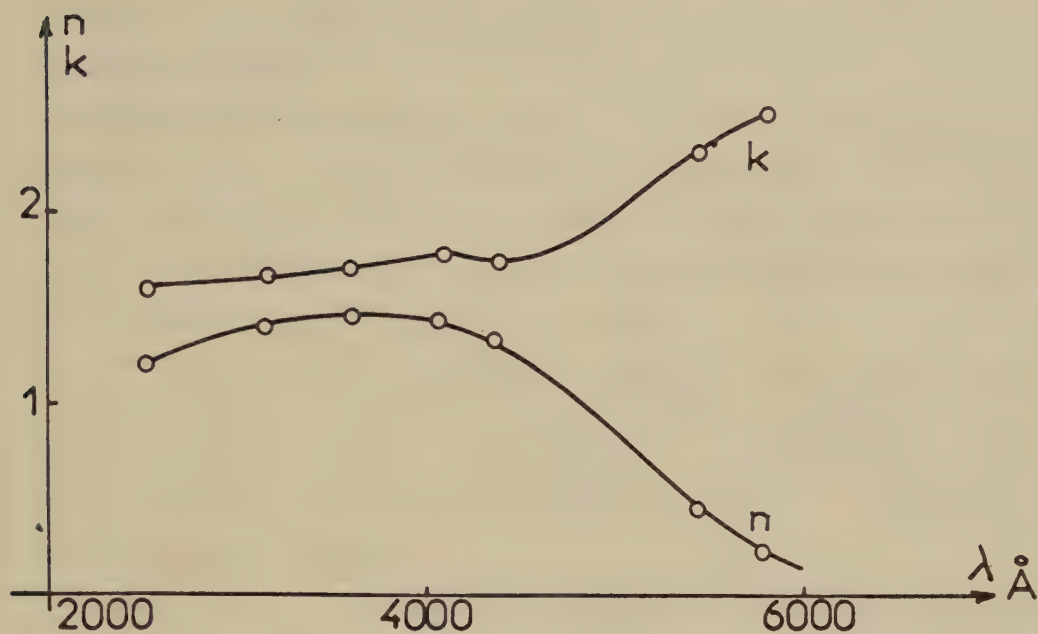


fig.10 Courbes $n = f(\lambda)$ et $k = g(\lambda)$ pour l'or d'après M. Pauty

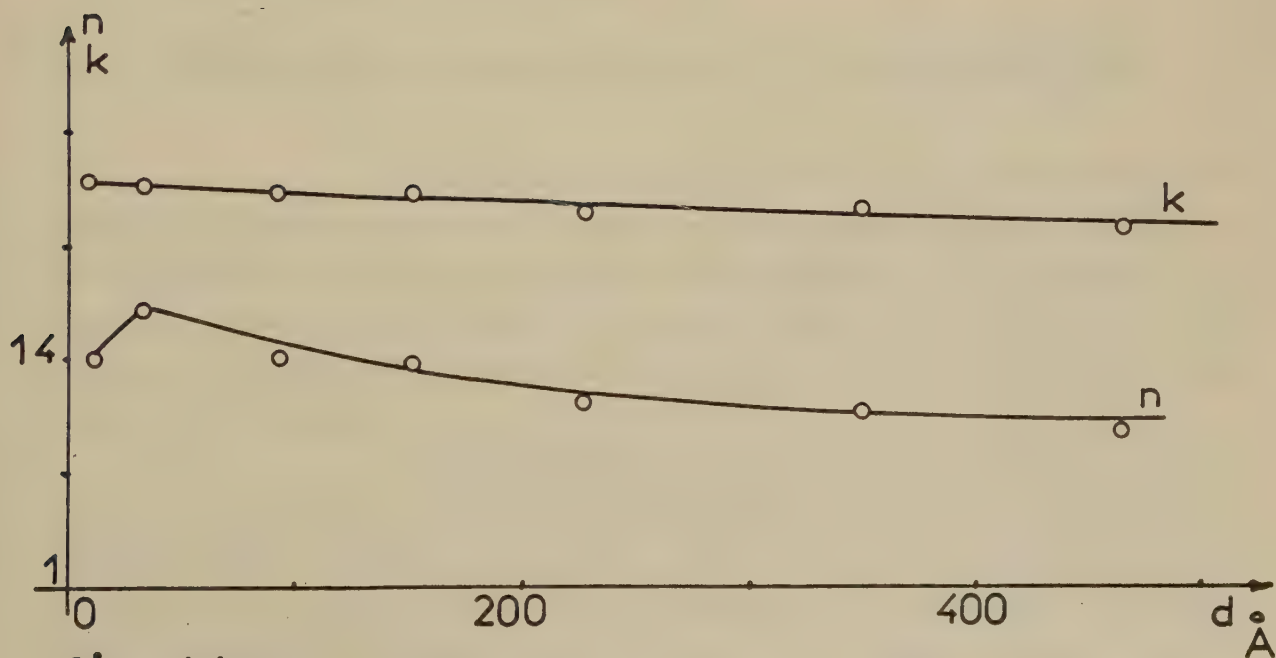


fig.11 Courbes $n = f(d)$ et $k = g(d)$ pour l'or
 d est l'épaisseur de la couche

La courbe (10) représente la variation des indices n et k avec la longueur d'onde λ de la lumière incidente entre 2000 et 6000 Å, pour une couche de grande épaisseur.

Au voisinage de la longueur d'onde $\lambda_0 = 3100 \text{ Å}$, associée au travail d'extraction $h\nu_0 = h c / \lambda_0 = 4 \text{ eV}$, les paramètres n et k varient peu autour des valeurs $n = 1,4$ et $k = 1,7$ lorsque l'angle d'incidence de l'onde sur la couche est de 65° . C'est ce couple de valeurs moyennes que nous adopterons par la suite pour effectuer nos calculs.

La courbe (11) représente la variation des indices n et k avec l'épaisseur d de la couche. Pour les faibles épaisseurs, n varie entre les valeurs extrêmes 1,3 et 1,5. Par contre, l'indice d'absorption k ne varie que d'une manière négligeable autour de la valeur moyenne $k = 1,7$ pour la majorité des épaisseurs étudiées.

Avec une approximation suffisante, nous pourrions donc admettre que les indices des couches que nous utilisons ne varient pas avec leur épaisseur dès que celle-ci dépasse une vingtaine d'Angströms. Si l'épaisseur devient inférieure à cette valeur, les couches ne sont plus homogènes et présentent une structure lacunaire d'autant plus marquée que la vitesse d'évaporation est plus faible. Des phénomènes "d'absorption anormale" peuvent alors être enregistrés (34).

III.3. DETERMINATION DU NOMBRE DE PHOTOELECTRONS EMIS PAR UNE COUCHE :

La photocathode est éclairée par un ensemble de raies spectrales de mêmes dimensions, focalisées en différents points de la couche. Chaque raie spectrale correspond à une fréquence ν du rayonnement incident et éclaire une surface S de la photocathode. Sur la plaque nucléaire, l'image électronique de cette raie a une surface S' qui dépend du grandissement de l'optique.

La détermination du nombre de photoélectrons $N(d, \nu)$ émis par l'aire S de la couche et par seconde, repose sur le résultat fondamental suivant dû à P. Vernier : la densité optique des plaques nucléaires Ilford G5 que nous utilisons, est proportionnelle au nombre d'électrons reçus par unité de surface, au moins jusqu'à des densités optiques de 2.

Rapportons l'image électronique de la raie à deux axes de coordonnées rectangulaires Ox et Oy ; Ox est perpendiculaire à la grande dimension de la raie de largeur $l = x_2 - x_1$ et de longueur $L = y_2 - y_1$. Le densitogramme de cette raie est représenté par la courbe $D = f(x)$ sur la figure (12).

$D(x)$ représente la densité optique d'un point d'abscisse x de la plaque nucléaire. Elle est mesurée à l'aide d'un microdensitomètre enregistreur Joyce. D'après la propriété précédente, le nombre d'électrons $N(d, \gamma)$ à déterminer sera :

$$N(d, \gamma) = P. \int_{y_1}^{y_2} dy \int_{x_1}^{x_2} D(x) dx \quad (\text{III.1.})$$

P est une constante de proportionnalité qui dépend du type de plaque utilisé et du développement. Si la raie est uniformément éclairée dans sa longueur, nous pourrions écrire :

$$N(D, \gamma) = P. L \int_{x_1}^{x_2} D(x) dx \quad (\text{III.2.})$$

$L = y_2 - y_1$, longueur de la raie.

Posons :

$$A = \int_{x_1}^{x_2} D(x) dx \quad (\text{III.3.})$$

A représente l'aire hachurée sur le densitogramme de la figure (12), ainsi :

$$N(D, \gamma) = P. L. [A] = Q. [A] \quad (\text{III.4.})$$

Le nombre d'électrons $N(d, \gamma)$ émis par une surface S d'une couche d'épaisseur d éclairée par un rayonnement de fréquence γ est donc proportionnel à l'aire $[A]$ délimitée par la courbe $D = f(x)$ et le fond continu (D_0) du densitogramme.

III.4. DETERMINATION DU RENDEMENT QUANTIQUE PAR PHOTON INCIDENT :

III.4.1. Variation du rendement quantique avec l'épaisseur (d) des couches :

Le rendement quantique a été défini par la formule

(III.1.) :

$$Y(\nu, d) = \frac{N(\nu, d)}{\phi_0}$$

Si au cours d'une expérience le flux ϕ_0 de photons incidents demeure constant, le rendement quantique d'une couche d'épaisseur d est alors directement proportionnel à l'aire $A(d)$ donnée par le tracé du densitogramme de l'image électronique de la raie de fréquence ν de surface S focalisée sur la couche d'épaisseur d .

$$Y(\nu, d) = R \cdot A(d) \quad (\text{III.5.})$$

R est une constante dépendant des conditions d'éclairage de la photocathode et des caractéristiques de la plaque nucléaire.

Si le rendement quantique est exprimé en unité arbitraire, sa variation avec l'épaisseur des couches est déterminée par celle de l'aire A avec ce même paramètre.

III.4.1. Variation du rendement quantique avec la fréquence ν du rayonnement incident :

La méthode de détermination du rendement quantique exprimé en électrons par photon incident, a été développée par P. Hartmann (2). Rappelons brièvement son principe :

1. La linéarité des plaques nucléaires est vérifiée pour chaque boîte utilisée. On vérifie expérimentalement que si le temps de pose d'un cliché dont la densité optique est voisine de 0,5 est multiplié par 2, 3 ou 4, sa densité optique est multipliée par le même facteur.

2. Nous déterminons la constante de proportionnalité (P) entre la densité optique et le nombre d'électrons reçus par une aire unité de plaque.

Les plaques nucléaires utilisées sont des plaques Ilford G5. Elles sont révélées au maximum, dans du révélateur ID 19.

Une densité optique égale à 0,1 correspond sensiblement à 0,25 électron par micron carré de plaque. La constante (P) est déterminée avec une précision d'environ 5 %.

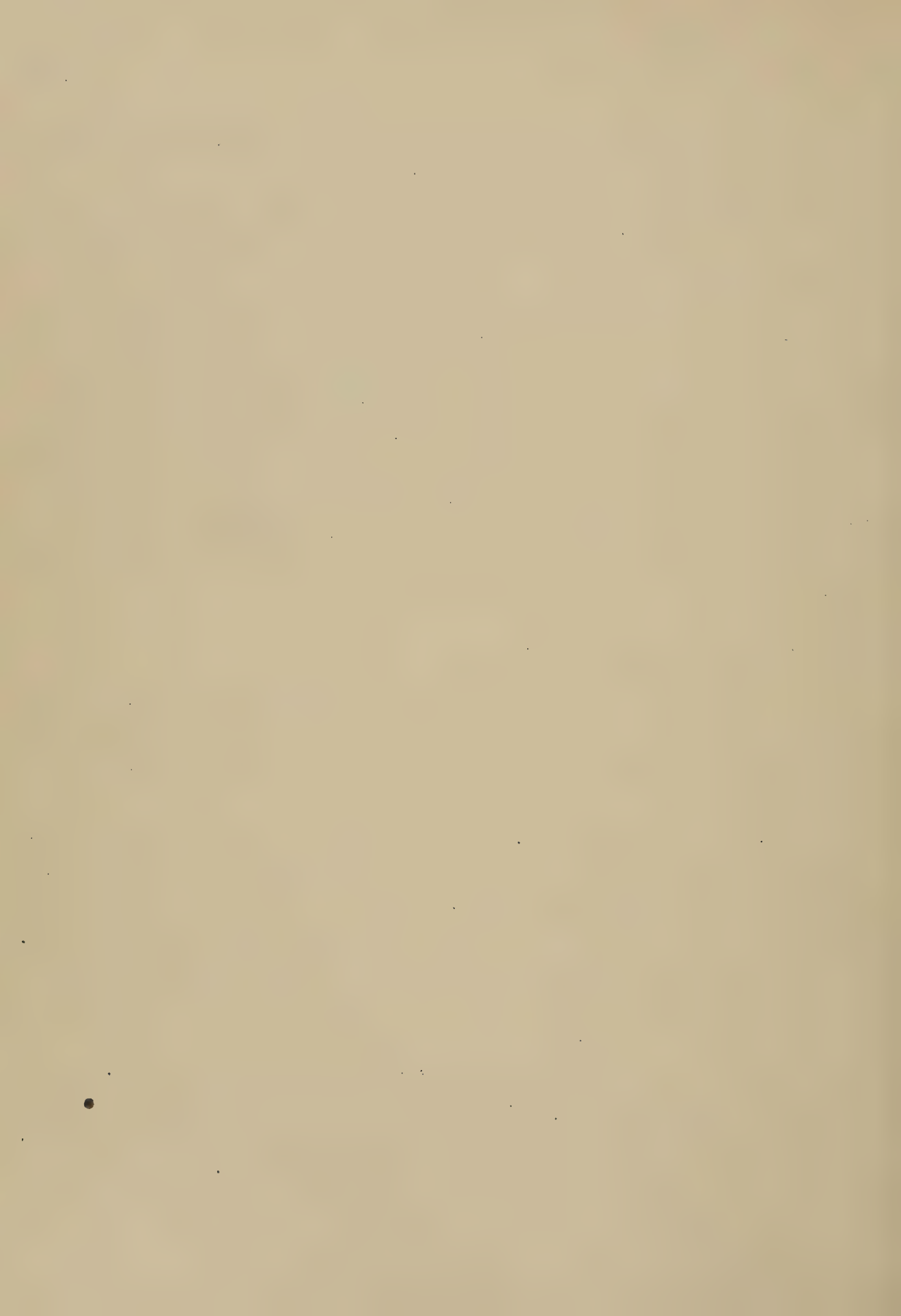
3. Nous déterminons le nombre de photons ϕ_0 contenus par seconde dans la raie de fréquence ν et de surface S. Pour cela, nous étudions la répartition spectrale et énergétique de la source (lampe à vapeur de mercure) au moyen d'une cellule photoélectrique à couche Césium-antimoine, étalonnée par comparaison avec une thermopile Hilger & Watts. Nous sélectionnons chaque raie du spectre sur la face d'entrée de la cellule, éclairée dans des conditions identiques à celles de nos expériences (3). Le nombre de photons ainsi déterminé n'est connu qu'à une précision de l'ordre de 10 %. Cette précision médiocre résulte des difficultés de l'étalonnage absolu de la cellule avec la thermopile.

III.4.3. Précision des mesures :

Compte tenu de toutes les erreurs faites lors des déterminations de la constante (P) et du nombre de photons, le rendement quantique par photon incident ne peut être connu en valeur absolue qu'avec une précision de l'ordre de 15 %.

Par contre, dans nos expériences, le flux ϕ_0 de photons incidents est identique pour toutes les couches et nous ne nous intéressons qu'à des variations relatives du rendement avec leur épaisseur. Dans ces conditions, seule intervient la précision sur la détermination de l'aire A du microdensitogramme de la raie. La courbe $D = f(x)$ de densité de la raie, est tracée sur du papier millimétré et la détermination de $A = \int_{x_1}^{x_2} D(x) dx$, peut être réalisée au planimètre.

La précision sur la valeur relative de $Y(\nu, d)$ est alors d'environ 2 %. De même, si au cours des expériences, n'interviennent que des rapports de nombre de photons de même énergie $h\nu$ contenus dans des raies de surfaces identiques, la précision des mesures sur ces rapports peut atteindre 2 %.



En effet, il n'est plus nécessaire de recourir à l'étalonnage absolu de la cellule par la thermopile. Le rapport des flux lumineux est alors égal au rapport des courants donnés par la cellule (de l'ordre de 10^{-9} A) connus avec une précision de 1 %.

III.4.4. Mesure du rendement quantique de couches de très faibles épaisseurs ($d < 20 \text{ \AA}$) :

Les résultats expérimentaux de Jeffessen (36), Katrich (24) et Garron (25), indiquent que le rendement quantique n'aurait une valeur décelable que lorsque l'épaisseur de la couche dépasse une trentaine d'Angströms. Il est alors difficile de savoir si le courant électronique est trop faible pour être détecté par les moyens habituels (galvanomètres ou électroscopes) ou s'il y a absence réelle d'émission photoélectrique de ces couches très minces. Ces couches sont le plus souvent lacunaires, c'est à dire formées d'ilots métalliques isolés sur le support amorphe et se comportent comme des isolants électriques. Il est donc probable que leur émission photoélectrique ne puisse pas être détectée par suite de l'accumulation des charges positives abandonnées par les électrons émis. Ces charges bloquent l'émission avant que le courant photoélectrique puisse être effectivement décelé. L'utilisation de la caméra électronique qui permet de mesurer le rendement photoélectrique des meilleurs isolants (2) nous a permis de vérifier cette hypothèse.

Les clichés obtenus sur les couches très minces ($d \approx 10 \text{ \AA}$) présentent en général les défauts caractéristiques de l'émission des isolants (2) : raies spectrales floues ou taches circulaires. Ils résultent de la déformation des équipotentielles au voisinage de la photocathode due à la présence des charges positives excédentaires à sa surface. Il est cependant possible de neutraliser ces charges en métallisant la face du support amorphe opposée à la face libre des couches (2). En utilisant ce procédé, nous avons obtenu des images électroniques nettes qui nous ont permis d'évaluer le rendement quantique des couches les plus minces. Nous verrons plus loin que l'émission de ces couches n'est pas négligeable.

III.5. CONTROLE DE LA STRUCTURE DES COUCHES :

III.5.1. Structure cristalline, dimensions moyennes des grains :

L'interprétation théorique des résultats expérimentaux que nous avons obtenus nécessitera la définition d'un modèle "idéalisé" de couche mince. Dans ce modèle, la couche est assimilée à une lame de matériau homogène isotrope, limitée par deux faces planes et parallèles. Pour préciser dans quelles limites ce modèle était effectivement valable, nous avons contrôlé la structure cristalline d'un grand nombre de couches minces d'or évaporées dans l'enceinte de la caméra électronique à des vitesses de dépôt différentes. Lorsque les mesures optiques et photoélectriques sur une photocathode d'or sont terminées, nous décollons la couche de son support et nous l'examinons par microscopie électronique en transmission.

1° Lorsque après leur évaporation, les couches sont recuites, jusqu'à une température d'une centaine de degrés, les micrographies électroniques révèlent la présence au sein de la lame de gros cristaux dont les dimensions varient entre 0,1 et 1μ (fig. 13). Ils contiennent en général un certain nombre de défauts cristallins tels que des macles ou des fautes d'empilement qui perturbent leur croissance.

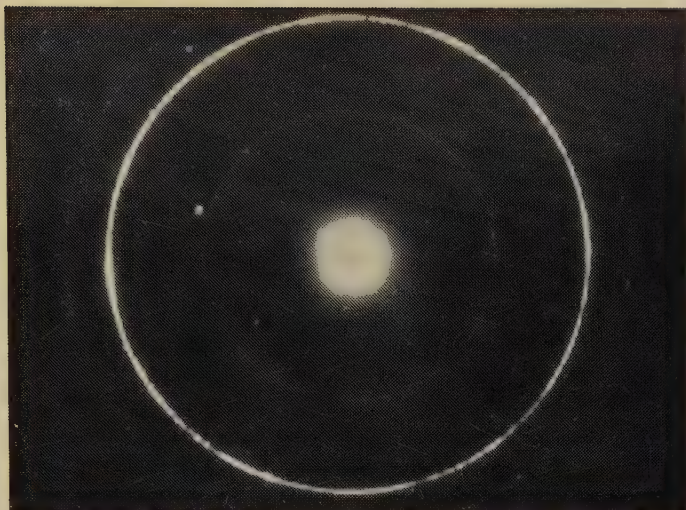
Les diagrammes de diffraction pris sur ces échantillons avec une aire de sélection de $25\mu^2$ sont caractéristiques d'une texture d'axe $\langle 111 \rangle$ perpendiculaire au support. Sur la figure (14 a) nous constatons en effet un renforcement de l'anneau (220) par rapport à l'anneau (111) qui devient presque imperceptible.

2° Lorsque les couches ne sont pas recuites après leur évaporation, les micrographies électroniques montrent que les lames sont composées d'un agglomérat de microcristaux dont les dimensions moyennes (100 à 500 Å) augmentent avec l'épaisseur de la couche (fig. 15).

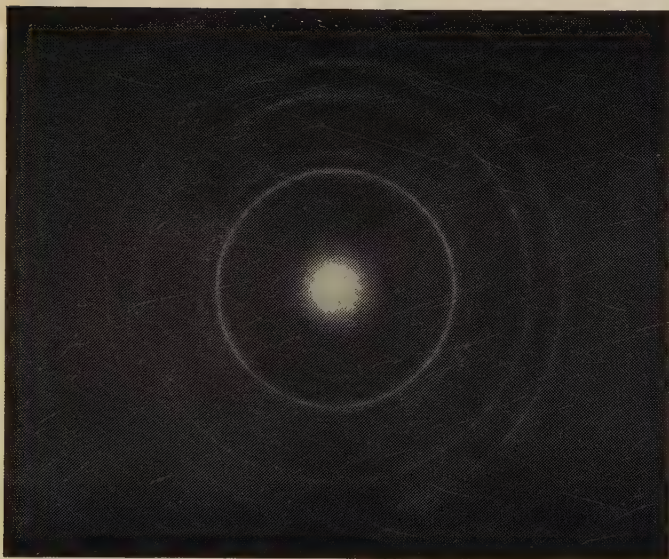
La figure 14 b. représente le diagramme de diffraction d'une des couches d'or évaporées dans l'enceinte de la caméra.



Fig. 13 : MICROGRAPHIE D'UNE COUCHE D'OR
RECUITE A 100° C.



a) Couche Recuite à 100° C.



b) Couche non Recuite

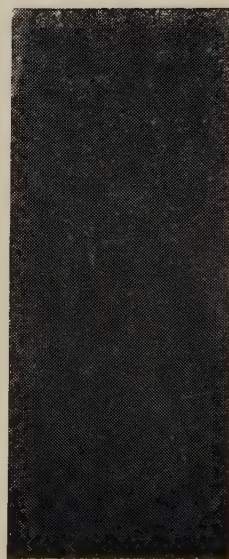
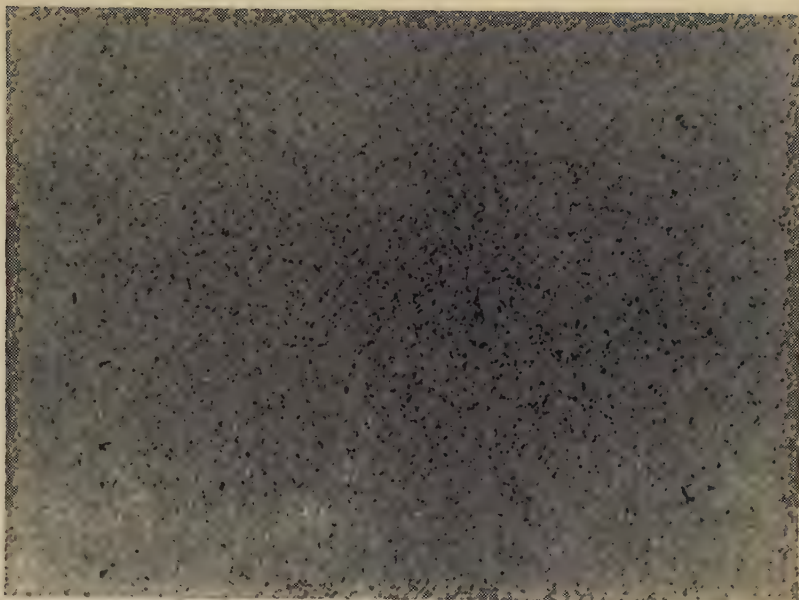


Fig. 14 : DIAGRAMMES DE DIFFRACTION
DE COUCHES MINCES D'OR

$10^4 \text{ \AA}$

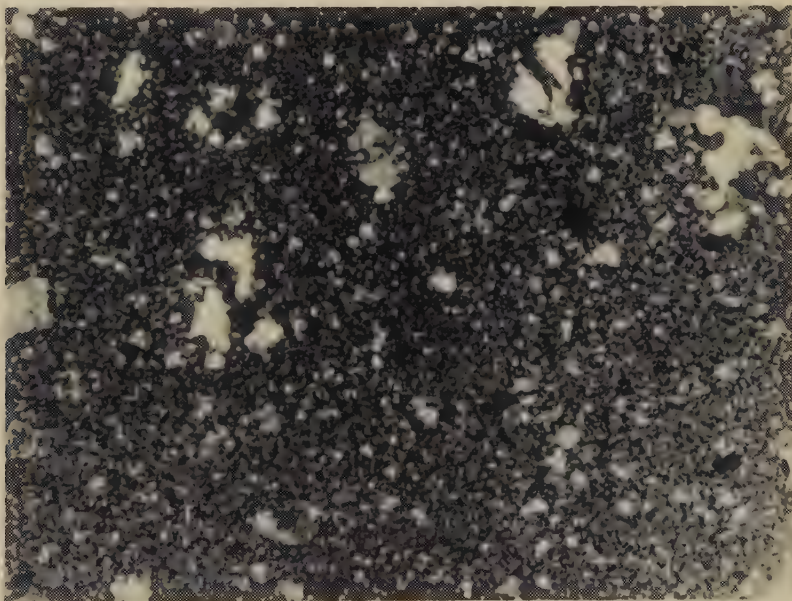
$d = 50 \text{ \AA}$



$d = 200 \text{ \AA}$



$d = 400 \text{ \AA}$



: COUCHES D'OR
APRÈS ÉVAPORATION

D'après l'aspect des diagrammes de diffraction, il ne semble pas que ces couches présentent une texture très marquée contrairement au cas précédent. Cependant, certains auteurs ont signalé l'influence de la vitesse d'évaporation sur la structure des couches. Nous avons nous-même mis en évidence (37) que pour les couches d'aluminium, dès que la vitesse d'évaporation atteint une centaine d'Angströms par seconde, il apparaît une véritable texture d'axe $\langle 111 \rangle$ perpendiculaire au support. Pour l'or le phénomène est beaucoup moins net puisque quelle que soit la vitesse d'évaporation les anneaux de diffraction (111) et (200) sont toujours présents sur les diagrammes. Nous avons alors déterminé à une constante près l'intensité des anneaux de diffraction à l'aide de leurs enregistrements densitométriques. Le rapport des intensités des anneaux (220) et (200) ou (220) et (111) ne varie pas d'une manière sensible d'une couche à l'autre si elles sont évaporées à des vitesses voisines. Nous avons pu cependant détecter des variations appréciables de ce rapport lorsque les vitesses d'évaporation sont très différentes. La figure (16) donne un tel exemple de comparaison entre deux couches de même épaisseur évaporées l'une à une vitesse de $400 \text{ \AA/s}$ l'autre à une vitesse de $20 \text{ \AA/s}$.

Nous obtenons les valeurs moyennes suivantes de ces rapports :

$$\frac{I(220)}{I(200)} = 1,1 \text{ pour une vitesse d'évaporation de } 20 \text{ \AA/s et } 2,3 \text{ pour } 400 \text{ \AA/s.}$$

$$\frac{I(220)}{I(111)} = 0,50 \text{ pour une vitesse d'évaporation de } 20 \text{ \AA/s et } 0,80 \text{ pour } 400 \text{ \AA/s.}$$

Nous ne donnons ces valeurs qu'à titre indicatif, car elles peuvent subir des fluctuations locales le long des anneaux dont l'intensité n'est jamais rigoureusement constante. Cependant, d'une façon générale, le rapport $I(220)/I(200)$ est toujours plus grand pour une couche obtenue à grande vitesse d'évaporation, que pour une couche obtenue à faible vitesse. Ce fait paraît indiquer que le nombre de cristaux dont les faces compactes affleurent à la surface de la lame, est plus grand dans la première couche que dans la seconde. Par contre, si l'ensemble des couches est évaporé à des vitesses voisines ($(100 \pm 20) \text{ \AA/s}$), le rapport du nombre de cristaux à faces de sortie compactes au nombre de cristaux à faces de sortie non compactes demeure sensiblement constant d'une couche à l'autre.



fig.16

Densitogramme des anneaux de diffraction de couches d'or
obtenues à deux vitesses d'évaporation différentes.

III.5.2. Continuité et homogénéité des couches :

Si, dans le vide sous lequel nous opérons, la vitesse d'évaporation ne semble pas avoir une influence considérable sur la structure cristalline des couches (absence de textures marquées), elle peut en avoir, par contre, sur leur continuité. L'obtention de couches minces continues ou exemptes de lacunes importantes, nécessite l'utilisation d'une vitesse d'évaporation assez élevée. Avec une vitesse d'évaporation de l'ordre de $100 \text{ \AA/s}$, les couches semblent exemptes de lacunes même pour les plus faibles épaisseurs qui sont encore facilement observables en microscopie électronique (d' $40 \text{ \AA}$). Le contraste des micrographies paraît n'être, dans la plupart des cas, que d'origine cristallographique et non pas dû à des variations d'épaisseurs en différents points de la lame.

En dessous de cette épaisseur d'une quarantaine d'Angströms, les couches d'or sont assez difficiles à décoller de leur support. Pour contrôler la continuité de couches si minces, nous avons eu recours à deux tests qui paraissent très sensibles à l'importance des lacunes.

1° Nous avons indiqué au paragraphe III.4.4. que lorsque les couches sont lacunaires, l'apparition des charges positives créées par le départ des photoélectrons déformait les équipotentielles au voisinage de la photocathode, et, par conséquent, les images électroniques fournies par la caméra électronique. Dès que la couche devient conductrice, c'est à dire dès que l'on peut passer d'un point à un autre de la lame d'une manière continue en restant dans le métal, ce phénomène cesse de se manifester.

2° Un autre phénomène, l'évolution de la résistance de la couche après son évaporation, nous a permis le contrôle de la continuité des couches. Cette évolution semble pouvoir s'interpréter de la façon suivante (38) :

- si le métal ne recouvre pas entièrement le support, la résistance de la lame croît après son évaporation. Cette augmentation de la résistivité résulterait d'un rassemblement du métal qui augmenterait la dimension des lacunes au sein de la lame. Si, au contraire, la couche recouvre le support d'une façon continue, sa résistance diminue après sa formation, probablement par suite de la disparition d'un certain nombre de défauts cristallins.

L'existence de ces deux phénomènes (déformation des images électroniques, augmentation de la résistance durant l'évolution) nous a permis de détecter les couches non continues.

Il semble qu'au-delà du domaine des très faibles épaisseurs, nous puissions considérer les couches comme homogènes et continues si la vitesse de dépôt des lames est suffisante (de l'ordre de 100 Å/s). Nous verrons par la suite qu'il n'est pas absolument nécessaire pour la validité de nos résultats que les couches soient strictement continues. Il suffit que l'or soit réparti en tablettes d'épaisseurs très voisines et que la surface couverte par les lacunes éventuelles soit faible devant la surface totale de la lame.

C H A P I T R E I V .

ETUDE EXPERIMENTALE DE LA VARIATION DU RENDEMENT QUANTIQUE
D'UNE COUCHE MINCE D'OR AVEC SON EPAISSEUR.

Il existe déjà un certain nombre de travaux consacrés aux variations du rendement quantique en fonction de l'épaisseur des couches d'or. Nous citons les travaux de Compton et Ross (39) en 1919, Dember et Goldschmidt (40) en 1926 et ceux, plus récents, de Garron (25) et Pauty (3) en 1964. Aucun de ces travaux n'avait pour but de préciser le mécanisme de propagation des photoélectrons et leur diffusion dans la couche. Ils ne comportent donc pas d'indications suffisantes sur les conditions expérimentales de leur exécution pour que l'on puisse accéder sans risques d'erreurs importantes à la profondeur d'extraction des électrons. De plus, les photocathodes sont éclairées le plus souvent par un faisceau de lumière partiellement polarisée et comme nous le montrerons, l'allure des courbes de rendements dépend de la direction de polarisation de l'onde incidente.

C'est pourquoi nous avons jugé utile de refaire ces expériences dans des conditions expérimentales bien définies. La connaissance des courbes expérimentales nous permettra d'une part de proposer une interprétation théorique des variations enregistrées, d'autre part d'accéder à la mesure de la profondeur d'extraction des électrons émis par les couches d'or.

IV.1. LES CONDITIONS EXPERIMENTALES :

IV.1.1. Mise en oeuvre de l'expérience :

Les couches d'or sont déposées par évaporation thermique sur un support de quartz poli et dégazé dont l'indice optique moyen est $n_2 = 1,50$ pour l'ensemble des longueurs d'onde du spectre (2400 à 3100 Å) ultra-violet de la lampe à vapeur de mercure.

L'or qui se présente avant l'évaporation en fil de 1 mm de diamètre, est contenu dans un creuset de tungstène en forme de gouttière. Pendant l'évaporation, le creuset est traversé par un courant que nous pouvons faire varier de 0 à 100 Ampères pour obtenir la vitesse d'évaporation désirée. Lorsque le vide limite de l'enceinte est atteint (10^{-6} Torr), après dégazage des parois de l'évaporateur, du creuset et du métal qu'il contient, nous procédons à l'évaporation. Le métal est progressivement amené à son point de fusion et une brusque augmentation du courant dans le creuset déclenche l'évaporation. Le support de la couche est placé à environ 15 cm au-dessus du creuset et à sa verticale. Un cache métallique placé entre le creuset et le support au début et à la fin de l'évaporation, permet d'obtenir une vitesse de dépôt sensiblement constante. Le quartz piézoélectrique situé dans le plan de la lame contrôle l'épaisseur déposée. Après sa formation, la couche est placée en position de photocathode dans le support prévu à cet effet dans la première électrode. Après mise sous tension de la caméra électronique et ouverture du porte-plaques, la couche est éclairée par les raies du spectre de la lampe à vapeur de mercure pendant un temps de pose t qui est délimité par l'ouverture et la fermeture d'un obturateur d'appareil photographique.

IV.1.2. Recherche des paramètres liés à l'état de surface qui peuvent influencer sur le rendement quantique :

Les deux principaux paramètres qui nous intéressent dans cette étude sont d'une part, l'épaisseur de la couche, d'autre part la profondeur d'extraction qui traduit les mécanismes de desexcitation des photoélectrons lors de leur propagation vers la surface de sortie.

Un certain nombre d'autres paramètres peuvent cependant influencer sur l'émission photoélectrique et perturber les mesures d'une manière non négligeable. Ils sont en général liés à l'état de surface de la couche. Ce dernier peut varier dans le temps qui suit l'évaporation par suite d'une pollution toujours possible de la couche par les molécules de l'atmosphère résiduelle ou par suite d'une modification de la structure cristalline de la couche (élimination de défauts cristallins et recristallisation). L'état de surface peut aussi varier d'une couche à l'autre si les conditions d'évaporation ne sont pas identiques. Nous commencerons donc par préciser dans ce chapitre les conditions expérimentales qui nous ont permis d'obtenir des résultats reproductibles.

IV.1.2.1. Variation du rendement quantique dans le temps qui suit l'évaporation :

M. Pauty (3) avait constaté que la valeur du rendement quantique d'une couche d'or dépendait de l'intervalle de temps séparant l'évaporation de la mesure du nombre d'électrons émis.

Nous avons vérifié que d'une manière générale, le rendement quantique des couches minces d'or augmente dans les premières minutes qui suivent leur évaporation. Il se stabilise ensuite au bout d'un temps d'autant plus long que la longueur d'onde est plus proche du seuil photoélectrique. (fig. 17). Il est encore difficile d'attribuer ce phénomène à une cause précise dans l'état actuel de nos travaux.

Au cours de nos expériences, nous avons constaté les faits suivants :

-1° La résistance électrique de la couche diminue, pendant l'heure qui suit l'évaporation, d'environ 20 %. (fig. 18). Cette variation de résistance est généralement attribuée à une recristallisation de la couche après son évaporation (38).

-2° Les propriétés optiques de la couche (coefficients de réflexion) mesurées pendant l'évolution, demeurent constantes.

$\gamma(t)/\gamma(t=\infty)$

1. $\lambda = 2654 \text{ \AA}$
2. $\lambda = 2804 \text{ \AA}$
3. $\lambda = 3021 \text{ \AA}$

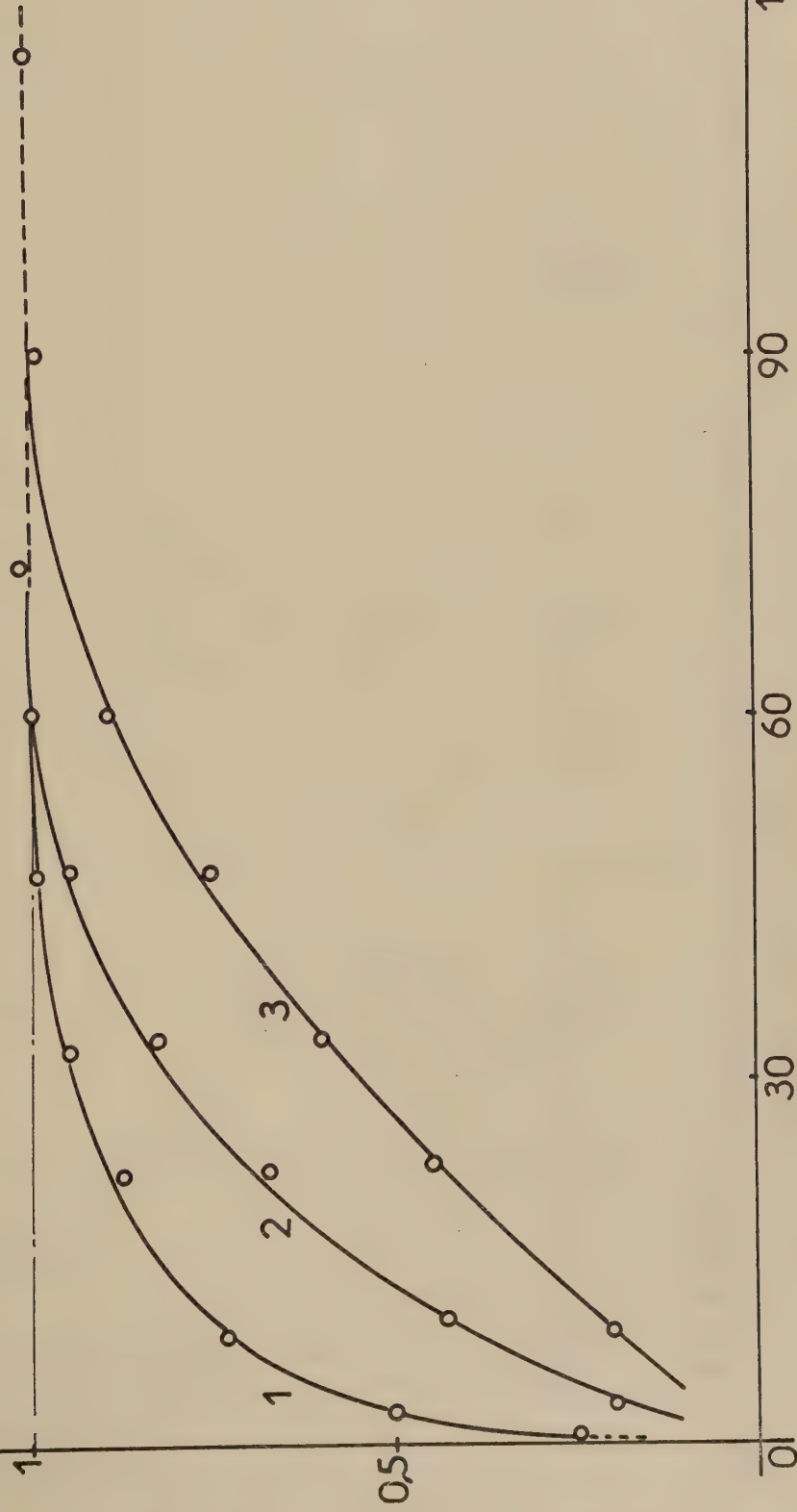


fig.17

Variation du rendement quantique dans le temps qui suit la fabrication de la couche. Le rendement $\gamma^*(t)$ est rapporté à sa valeur finale $\gamma^*(t=\infty)$

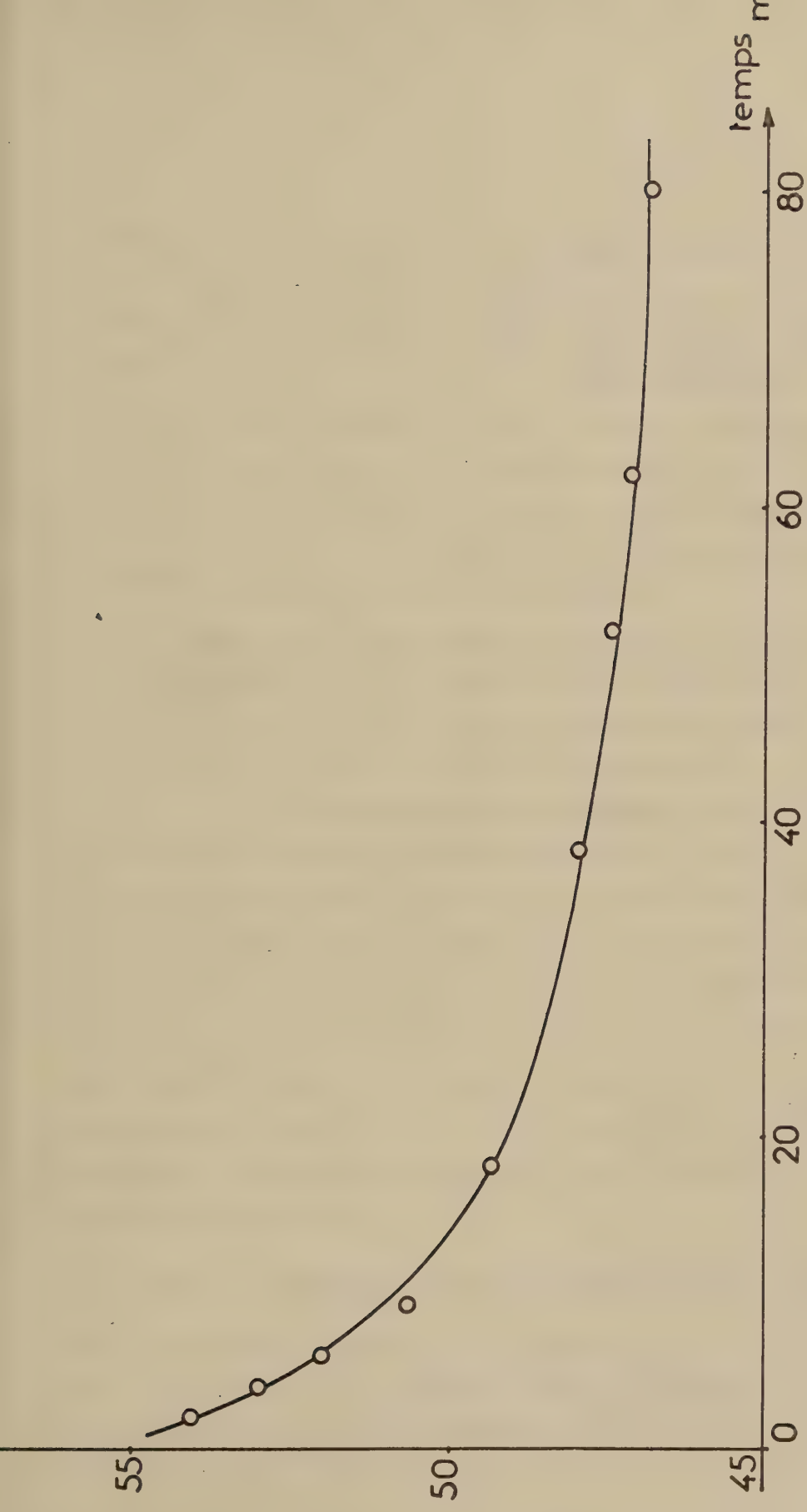


fig.18

Variation de la résistance de la couche dans le temps qui suit l'évaporation. $d=60 \text{ \AA}$

-3° Le temps de stabilisation du rendement dépend de la vitesse de dépôt des couches. De l'ordre de 30 minutes pour les couches évaporées assez lentement (20 Å/s), il peut atteindre plus d'une heure pour les couches évaporées plus rapidement (vitesse de dépôt supérieure à 100 Å/s).

-4° Une légère rentrée d'air sur la couche provoque une brusque diminution du rendement quantique, (le rendement de la couche est environ 300 fois inférieur à celui qu'elle avait avant la mise à l'air) et un déplacement du seuil photoélectrique de 3021 Å à 2700 Å , ce qui est le signe d'une augmentation du travail d'extraction du métal.

-5° La variation du rendement quantique est du même type pour les deux sens de propagation de la lumière dans la couche. Enfin le rapport des rendements $Y_{\perp}^{+}$ et $Y_{\parallel}^{+}$ obtenus pour les deux polarisations de la lumière est constant dans le temps qui suit l'évaporation.

L'ensemble de ces phénomènes déterminés sur l'or indique que la variation du rendement quantique dans le temps qui suit l'évaporation ne peut être due à une variation des propriétés optiques, mais plutôt à une modification de l'état de surface de la couche. Celle-ci peut provenir d'une pollution de la surface par les molécules de l'atmosphère résiduelle ou d'un réarrangement des atomes dans la couche ou d'une combinaison de ces deux phénomènes.

Quoi qu'il en soit, le fait important est que le rendement photoélectrique se stabilise environ une heure après l'évaporation des couches. Toutes les mesures du rendement quantique seront donc effectuées par la suite après l'évolution de la couche.

IV.1.2.2. Détermination du seuil photoélectrique des couches d'or :

Pour interpréter le maximum du rendement quantique des couches d'or de faibles épaisseurs (50 Å), Garron a formulé l'hypothèse d'une variation du seuil photoélectrique avec l'épaisseur du métal.(25).

C'est pourquoi nous avons déterminé le seuil photoélectrique λ_0 de lames d'or de diverses épaisseurs. Nous disposons de deux méthodes :

-1) La caméra électronique qui permet, nous l'avons vu, de détecter des courants électroniques très faibles et d'intégrer ces courants dans le temps. Si le temps de pose t adopté, conduit à la saturation de la plaque photographique, pour l'ensemble des raies qui donnent une émission photoélectrique, le seuil sera déterminé par la longueur d'onde limite présente sur la plaque et au-delà de laquelle il n'y a plus d'émission. La raie limite que nous avons trouvée par cette méthode, est $\lambda = 3021 \text{ \AA}$, quelle que soit l'épaisseur de la couche.

La raie $3021 \text{ \AA}$ est suivie dans le spectre de la lampe à vapeur de mercure, par la raie $3125 \text{ \AA}$. Ce fait limite la précision sur la détermination de λ_0 qui ne peut donc être connue à la température ambiante, qu'à $50 \text{ \AA}$ près.

-2) Pour situer le seuil photoélectrique entre 3021 et $3125 \text{ \AA}$, nous avons tracé les variations de la racine carrée du rendement quantique ($\sqrt{Y^+}$) en fonction de l'énergie $h\nu$ des photons incidents.

En effet, d'après la loi de Fowler, la variation du courant photoélectrique d'une photocathode en fonction de l'énergie $h\nu$ des photons incidents est proportionnelle à $(h\nu - h\nu_0)^2$. L'intersection de la droite expérimentale $\sqrt{Y} = f(h\nu)$ avec l'axe des énergies, fournit ainsi le travail d'extraction $h\nu_0$ cherché (fig. 19). Il est relié à la longueur d'onde λ_0 du seuil photoélectrique par la relation :

$$h\nu_0 = h c / \lambda_0$$

Le travail d'extraction de nos couches polycristallines d'or apparaît ainsi égal à :

$$h\nu_0 (4,02 \pm 0,02) \text{ eV} \quad \text{à } 293^\circ \text{ K. } (\lambda_0 \approx 3060 \text{ \AA})$$

Nous avons trouvé ce résultat à la précision des mesures près, quelle que soit l'épaisseur de la couche.

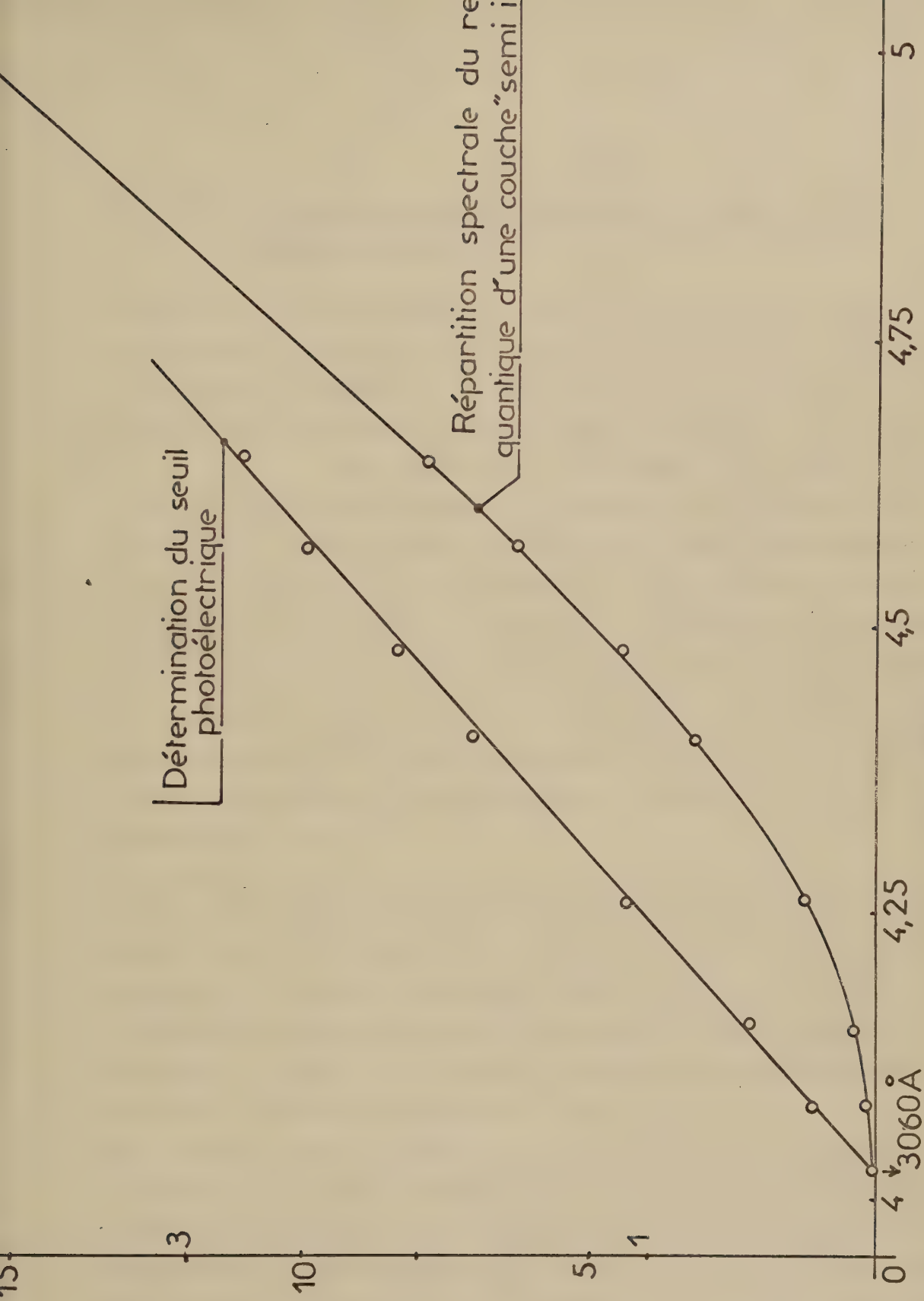


fig.19

IV.1.2.3. Influence de la vitesse de dépôt d'une couche sur son rendement quantique :

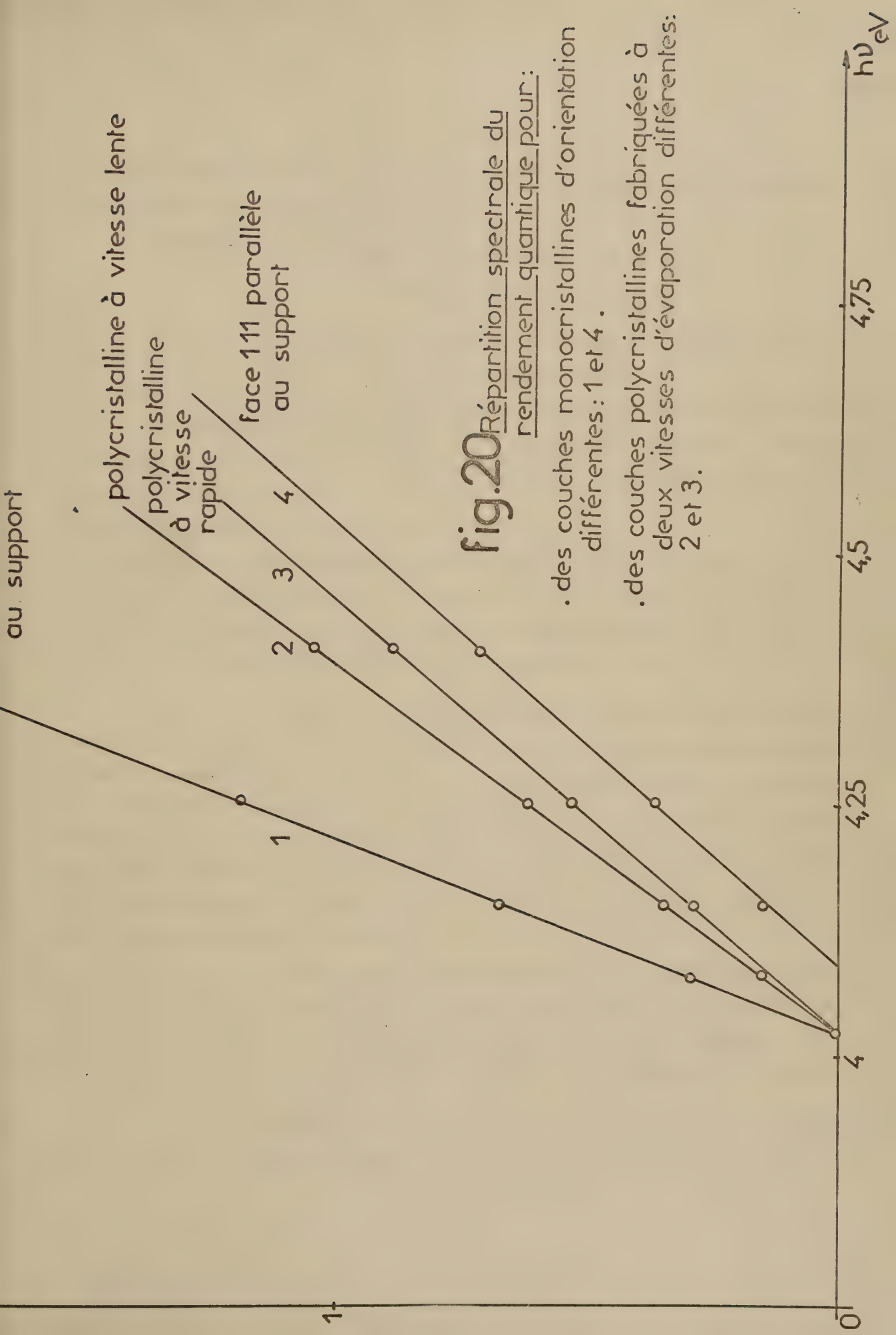
Nous avons vu que la vitesse de dépôt des couches pouvait modifier la répartition des orientations des faces cristallines qui affleurent à la surface de la couche. Nous avons aussi étudié l'influence de ce facteur sur la valeur du rendement quantique après l'évolution de la couche.

Pour cela, nous avons évaporé côte à côte sur le même support, dans la même expérience, diverses couches d'épaisseur identique ($d = 500 \text{ \AA}$), fabriquées à des vitesses de dépôt très différentes ; nous avons ensuite tracé le diagramme $\sqrt{Y} = f(h\nu)$, relatif à chacune de ces couches. La figure (20) représente les diagrammes correspondant à des couches évaporées à des vitesses de $20 \text{ \AA/s}$ et $300 \text{ \AA/s}$. Il apparaît

- 1°) que ces deux couches ont le même seuil photoélectrique $h\nu_0 \simeq 4\text{eV}$
- 2°) que les valeurs finales de leur rendement diffèrent lorsque la longueur d'onde de la lumière incidente s'éloigne du seuil photoélectrique. L'écart relatif des rendements est d'environ 30 % pour une longueur d'onde de $2804 \text{ \AA}$.

La différence des rendements ne peut donc être attribuée ni à une variation du seuil photoélectrique, ni à une modification des propriétés optiques, puisque les coefficients de réflexion de ces deux couches étaient identiques aux erreurs d'expériences près. Nous avons alors pensé aux variations de structures cristallines (nombre de faces compactes qui affleurent à la surface de la couche), mises en évidence précédemment suivant la vitesse d'évaporation . (III.5.1.).

Pour confirmer cette hypothèse, nous avons étudié en collaboration avec E. Boursey (41), l'émission photoélectrique de couches monocristallines obtenues par épitaxie sur des cristaux de chlorure de sodium clivés. L'application des techniques mises au point par Trillat et Sella (42) nous a permis d'obtenir les orientations (100) et (111) des plans cristallins parallèles au support de la lame. La figure (20) donne les courbes $\sqrt{Y} = f(h\nu)$ pour ces deux orientations.



Les deux méthodes de détermination de seuil photoélectrique déjà décrites, nous donnent les résultats suivants :

$$\begin{aligned} \text{pour une face : (100), } h\nu_0 &= 4,02 \text{ eV } \pm 0,02 \text{ eV} \\ &: (111), h\nu_0 = 4,12 \text{ eV } \pm 0,02 \text{ eV} \end{aligned}$$

Par ailleurs, la différence relative des rendements pour une même longueur d'onde de $2804 \text{ \AA}$ atteint 100 % entre ces deux faces.

Si nous nous en tenons à ces faits expérimentaux parfaitement reproductibles sur les diverses couches étudiées, il paraît fort probable que la structure cristalline d'une lame peut influencer d'une manière non négligeable sur l'émission photoélectrique.

En effet, d'après la figure (20), il apparaît que :

- 1° les couches obtenues avec de faibles vitesses de dépôt ont un rendement supérieur à celles qui sont évaporées plus rapidement,
- 2° les couches monocristallines d'orientation (100) ont un rendement très supérieur aux couches d'orientation (111).

Nous pouvons donc envisager l'interprétation suivante de l'influence de la vitesse de dépôt des couches sur le rendement quantique: Le seuil photoélectrique de la lame coïnciderait avec celui des faces cristallines dont le seuil photoélectrique est le plus bas en énergie, (dans le cas de l'or, ce sont les faces non compactes). Lorsque l'énergie des photons dépasse le seuil, le rendement photoélectrique est d'autant plus important, que la proportion de faces à faible seuil photoélectrique qui affleurent, est plus grande.

Nous ne nous étendrons pas sur les variations du seuil photoélectrique avec la face de sortie qui fera l'objet de la thèse 3 ème Cycle de E. Boursey. Nous retiendrons seulement de ces préliminaires les éléments suivants qui nous permettent de définir les conditions de reproductibilité pour nos expériences :

- la différence de seuil photoélectrique pour les faces (111) et (100) est relativement faible.

- les couches polycristallines d'or ne manifestent pas de véritables textures dans le vide sous lequel nous opérons, même si la vitesse d'évaporation dépasse $200 \text{ \AA/s}$,

- par ailleurs, les couches les plus minces se rapprochent d'autant plus de lames à faces parallèles, qu'elles sont évaporées plus rapidement.

Nous avons donc choisi pour nos expériences une vitesse d'évaporation voisine de $100 \text{ \AA/s}$, qui nous assure une absence quasi totale d'orientation privilégiée et des films que nous pouvons supposer assimilables à des lames à faces parallèles. En évaporant l'ensemble des couches à des vitesses très proches de cette valeur, nous avons pu obtenir des résultats reproductibles aux erreurs d'expériences près.

IV.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX :

IV.2.1. Variation du rendement quantique avec l'épaisseur des lames pour un éclairage sur la face libre de la couche :

IV.2.1.1. Les quantités mesurées :

Nous ne nous intéressons ici qu'à la variation relative du rendement quantique avec un phénomène lié à l'épaisseur de la couche. Nous déterminerons par conséquent les variations du rapport $g^+(\nu, d)$ donné par l'expression :

$$g^+(\nu, d) = \frac{Y^+(\nu, d)}{Y^+(\nu, \infty)} \quad (\text{IV.1.})$$

$Y^+(\nu, d)$ désigne le rendement quantique de la couche d'épaisseur d éclairée sur sa face libre par un flux ϕ_0 de photons d'énergie $h\nu$ sous une incidence i_0 égale à 65° dans nos expériences.

$Y^+(\nu, \infty)$ désigne le rendement quantique d'une couche "semi-infinie" éclairée dans les mêmes conditions.

L'expérience montre que le rendement quantique atteint sa valeur limite $Y^+(\nu, \infty)$ dès que l'épaisseur de la couche dépasse $500 \text{ \AA}$. La variation de $Y^+(\nu, \infty)$ avec la fréquence ν du rayonnement incident est donnée par la courbe de la figure (19).

Nous avons déterminé (43) la variation relative du rendement quantique avec l'épaisseur des couches entre 0 et 600 Å. Les courbes expérimentales $g^+(\gamma, d)$ pour diverses valeurs de γ et pour les deux polarisations de la lumière (indices // et $\perp$) sont représentées sur les figures (21) (22), (23) et (24).

IV.2.1.2. Les particularités des courbes - Interprétations possibles :

Nous avons vu au chapitre I, que la théorie de Meessen (13) prévoit une variation du rendement quantique avec l'épaisseur de la forme :

$$Y^+(d) = Y^+(\infty) (1 - e^{-d/L}) \quad (\text{IV.2.})$$

L est la profondeur d'émission du métal pour la fréquence de la lumière incidente,

$Y^+(\infty)$, la valeur limite atteinte par le rendement lorsque les couches ont une épaisseur très supérieure à L .

-1° Lorsque le vecteur champ électrique est parallèle au plan d'incidence la variation du rendement photoélectrique avec l'épaisseur, semble correspondre effectivement à une loi du type (IV.2.) (figures (21) et (23)). Nous pouvons ainsi obtenir une valeur approximative de la profondeur d'émission : c'est l'épaisseur pour laquelle le rapport :

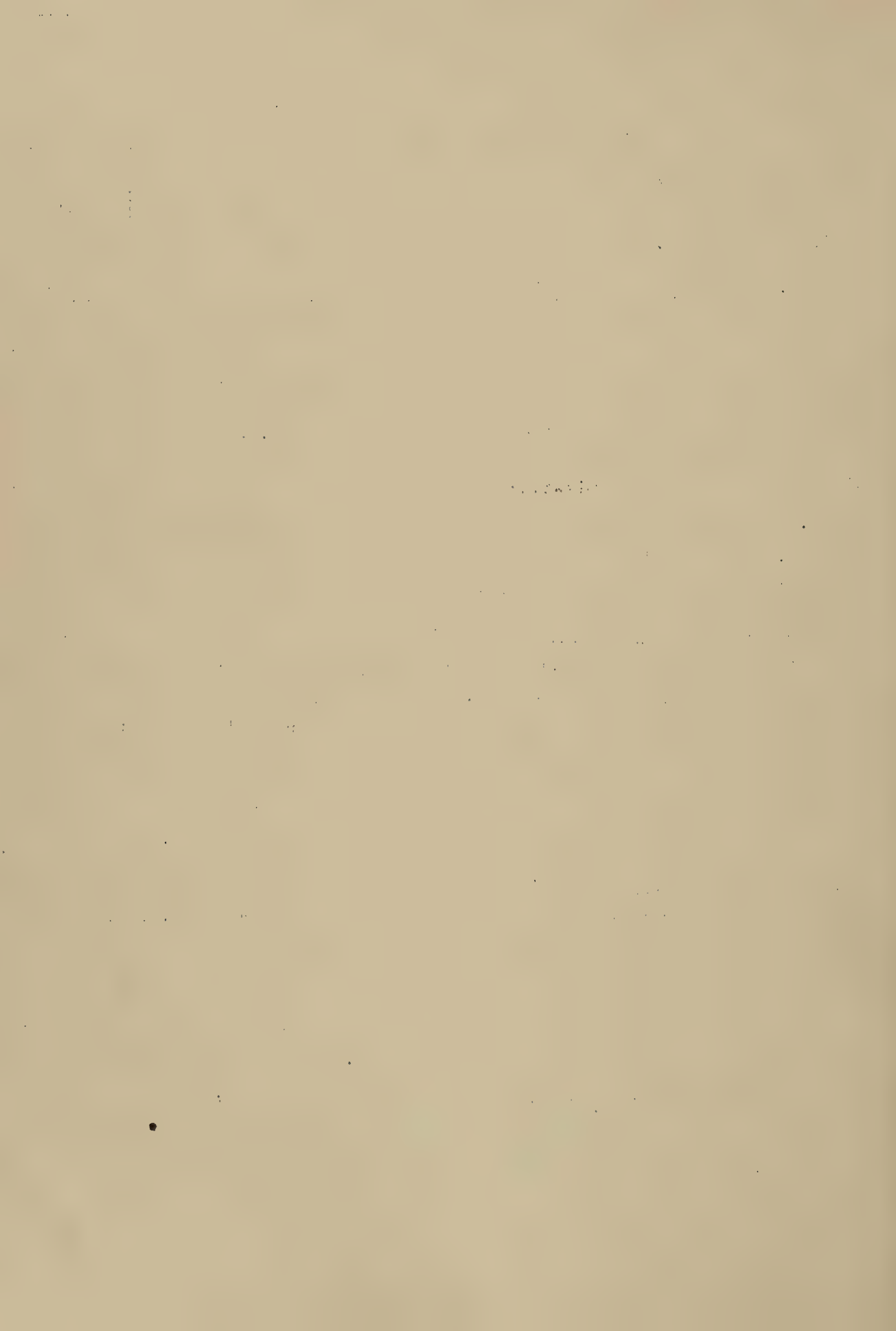
$$g^+(d) = Y^+(d) / Y^+(\infty) = (1 - 1/e) \quad \text{si } d = L$$

La valeur expérimentale trouvée est de 30 Å pour une longueur d'onde de 2804 Å. Par ailleurs, la profondeur d'extraction L est reliée à la profondeur d'émission L et au coefficient d'absorption α suivant la formule (I.7.) :

$$1/L = \alpha + 1/L$$

Comme $\alpha = 8,3 \cdot 10^{-3} \text{ Å}^{-1}$ pour cette longueur d'onde. La profondeur d'extraction L des photoélectrons serait ainsi de 40 Å.

Nous avons alors comparé (figure (25)), les résultats expérimentaux avec la courbe prévue par la théorie de Meessen, calculée pour $L = 30 \text{ Å}$.



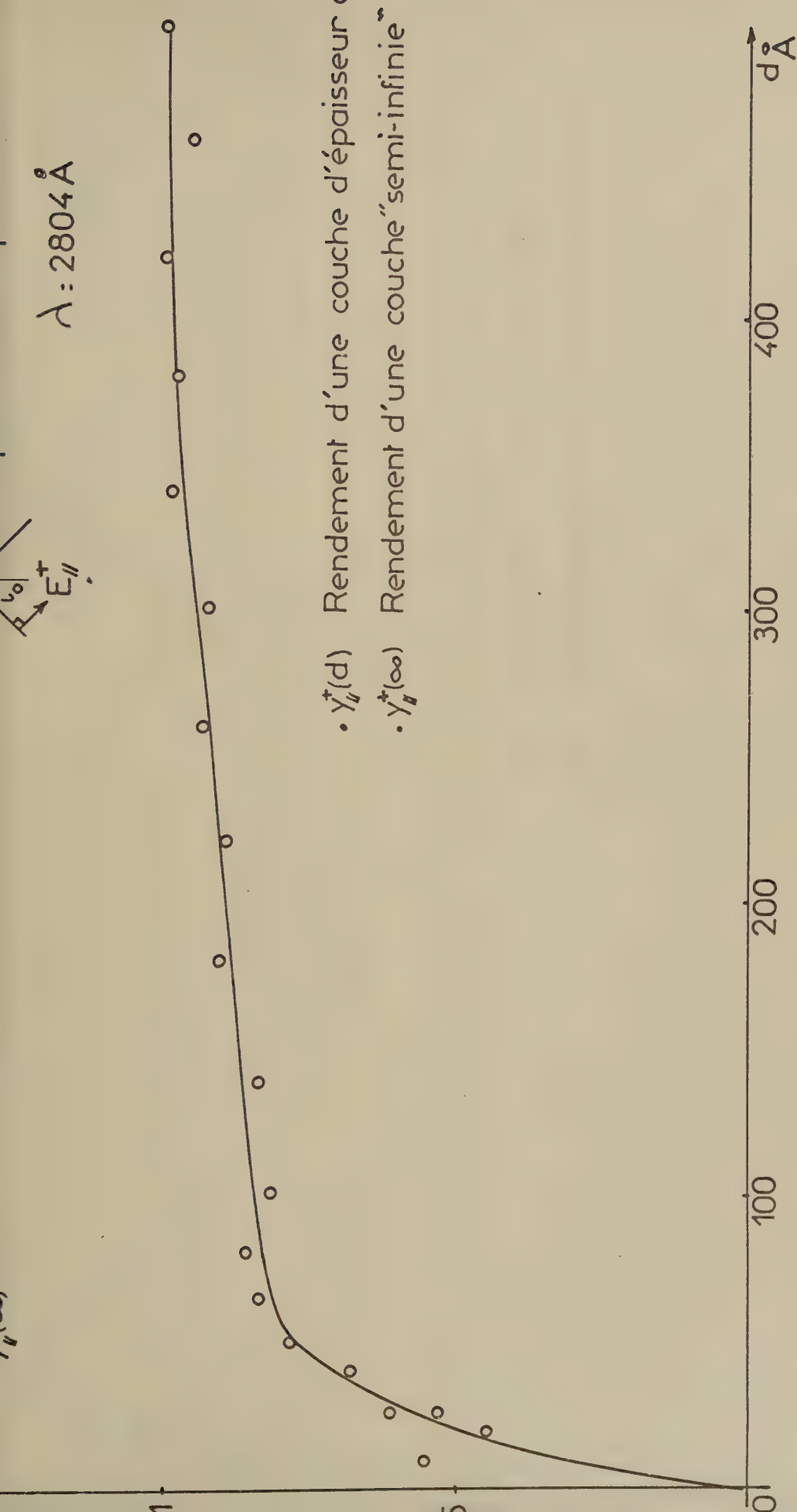


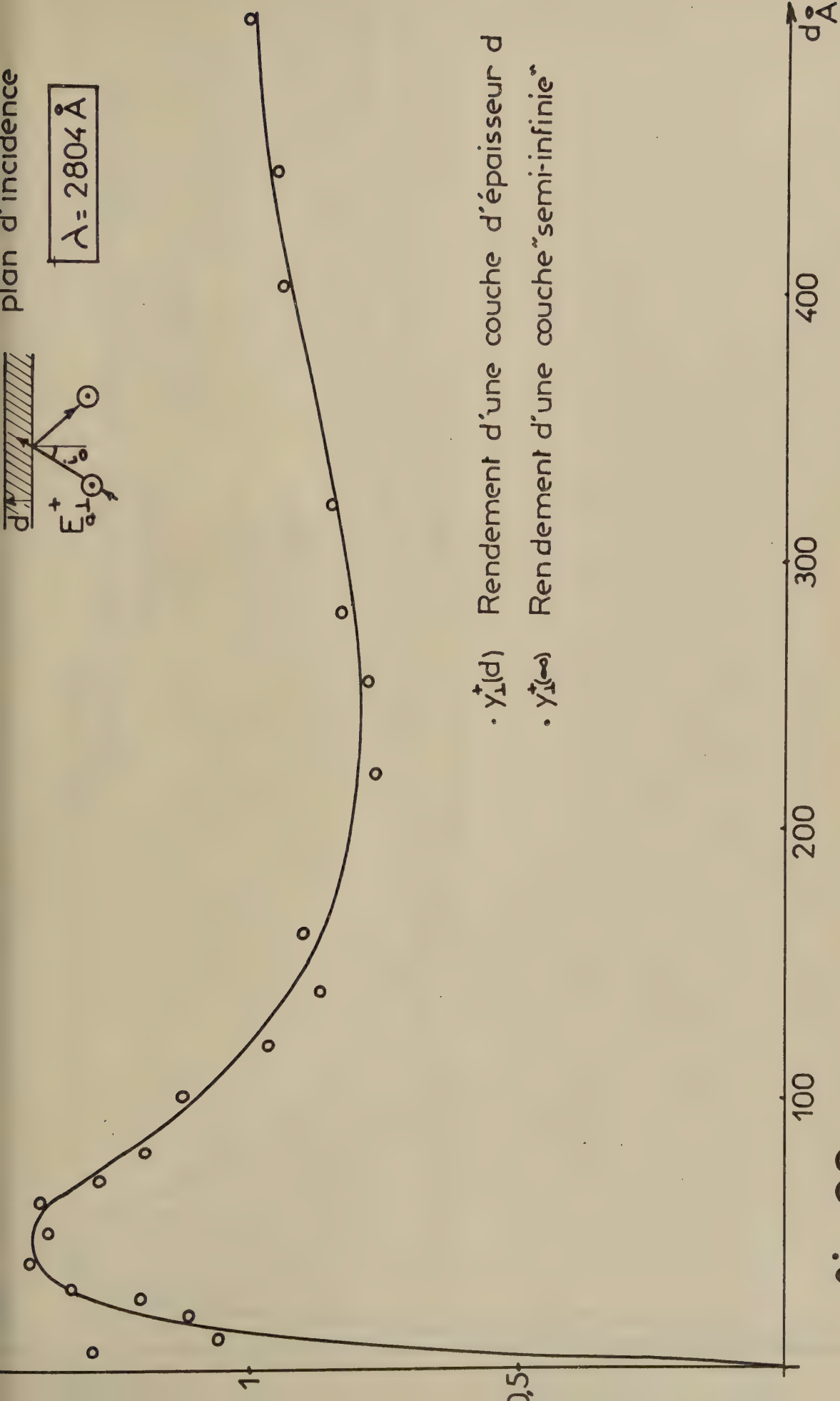
fig.21

Variation du rendement quantique d'une couche mince d'or
avec son épaisseur



plan d'incidence

$$\lambda = 2804 \text{ \AA}$$



- $Y_1(d)$ Rendement d'une couche d'épaisseur d
- $Y_1(\infty)$ Rendement d'une couche "semi-infinie"

fig.22 Variation du rendement quantique d'une couche mince d'or avec son épaisseur

fig. 23

Variation du rendement quantique avec

l'épaisseur

$\lambda = 2654 \text{ \AA}$

1. $g_L^+(d)$

2. $g_H^+(d)$

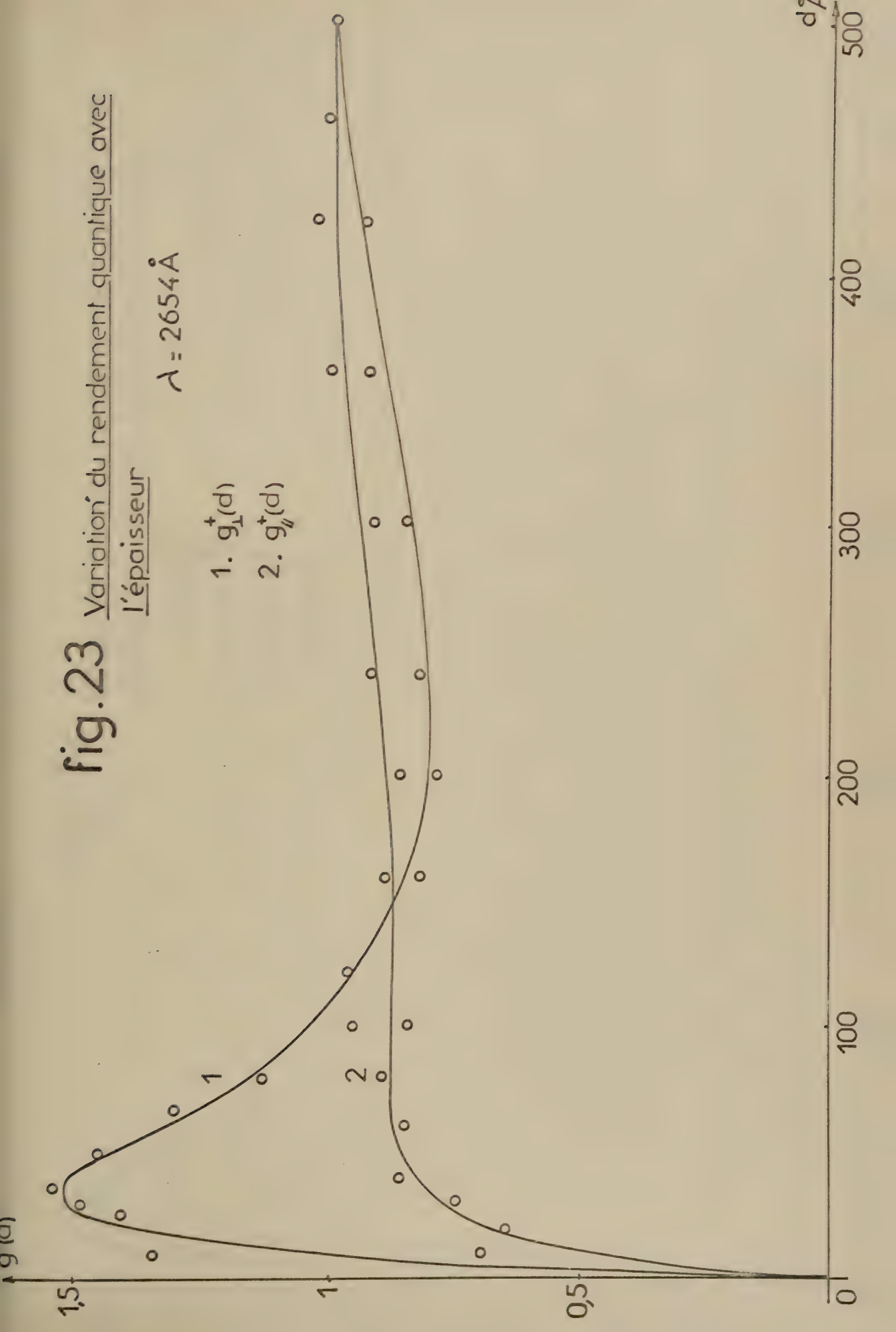


fig. 24

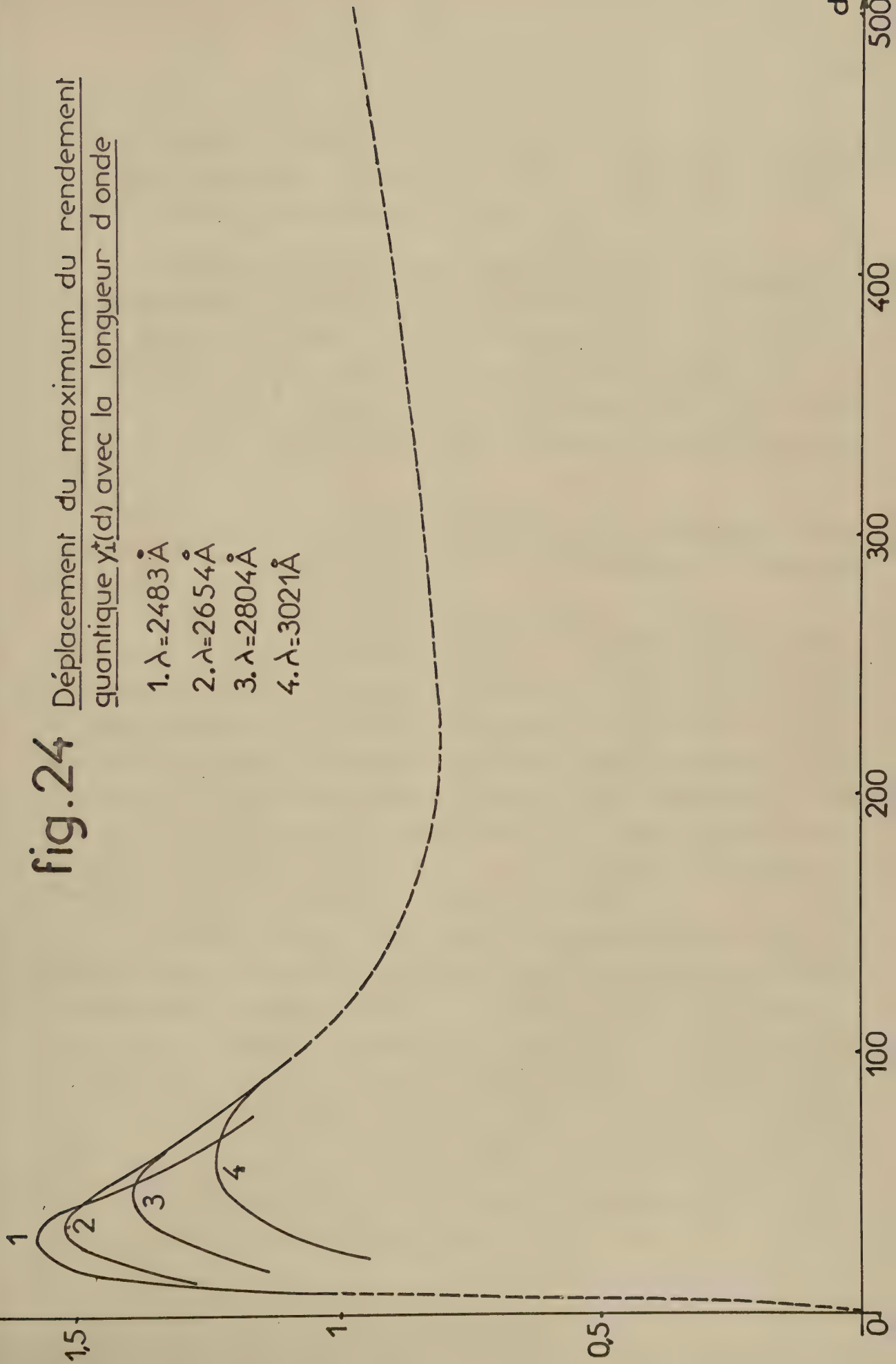
Déplacement du maximum du rendement
quantique $\gamma_i(d)$ avec la longueur d'onde

1. $\lambda = 2483 \text{ \AA}$

2. $\lambda = 2654 \text{ \AA}$

3. $\lambda = 2804 \text{ \AA}$

4. $\lambda = 3021 \text{ \AA}$



Nous constatons qu'il subsiste des écarts entre la courbe expérimentale et la courbe théorique qui sont très supérieurs à la précision des mesures lorsque l'épaisseur des couches est comprise entre 100 et 300 Å.

-2° Lorsque le vecteur champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence, il apparaît que le rendement $Y^+(d)$ au lieu de croître d'une façon monotone jusqu'à sa limite $Y^+(\infty)$ passe par un maximum pour des épaisseurs relativement faibles ($30 \text{ Å} < d_M < 60 \text{ Å}$) et par un minimum sensible au voisinage de 200 Å (figures (22) et (23)). L'emplacement (d_M) et la hauteur de ce maximum, semblent dépendre de la longueur d'onde du rayonnement incident (figure (24)).

-3° Ce maximum qui ne paraît pas exister pour les métaux alcalins, constitue une anomalie par rapport à la théorie de Meessen. Il a jusqu'ici fait l'objet de deux interprétations :

a- Garron (25) admet une variation avec l'épaisseur du travail d'extraction du métal. Dans cette hypothèse, le maximum du rendement quantique devrait exister quelque soit la direction du vecteur champ électrique de l'onde incidente. En fait, nous observons des variations relatives du rendement quantique $Y_{\parallel}^+(d)$ très différentes de celles du rendement $Y_{\perp}^+(d)$. En particulier, il ne semble pas que lorsque le champ électrique est parallèle au plan d'incidence, le rendement passe par un maximum sensible pour les faibles épaisseurs. Au contraire, la variation observée est alors voisine de celle qui est prévue par la théorie classique.

b- Dans un article récent, Meessen (26), pour interpréter les écarts observés avec sa formule initiale, prévoit l'intervention d'un effet de surface pour les faibles épaisseurs. Cet effet serait lié à la forme des grains qui composent la couche. Dans l'hypothèse d'un effet de surface, P. Vernier (44) a montré que le courant photoélectrique est proportionnel au carré du module du champ électrique perpendiculaire à la surface de la couche. Si l'hypothèse de l'effet de surface était valable, on devrait observer un rendement quantique nul ou négligeable si le vecteur champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence, donc parallèle à la surface émettrice. Or, c'est l'effet inverse qui est observé ici :

1. Courbe $g''(d) \cdot 10^{-1}$ avec $L:30 \text{ \AA}$ $\rho:2804 \text{ \AA}$

2. Courbe expérimentale

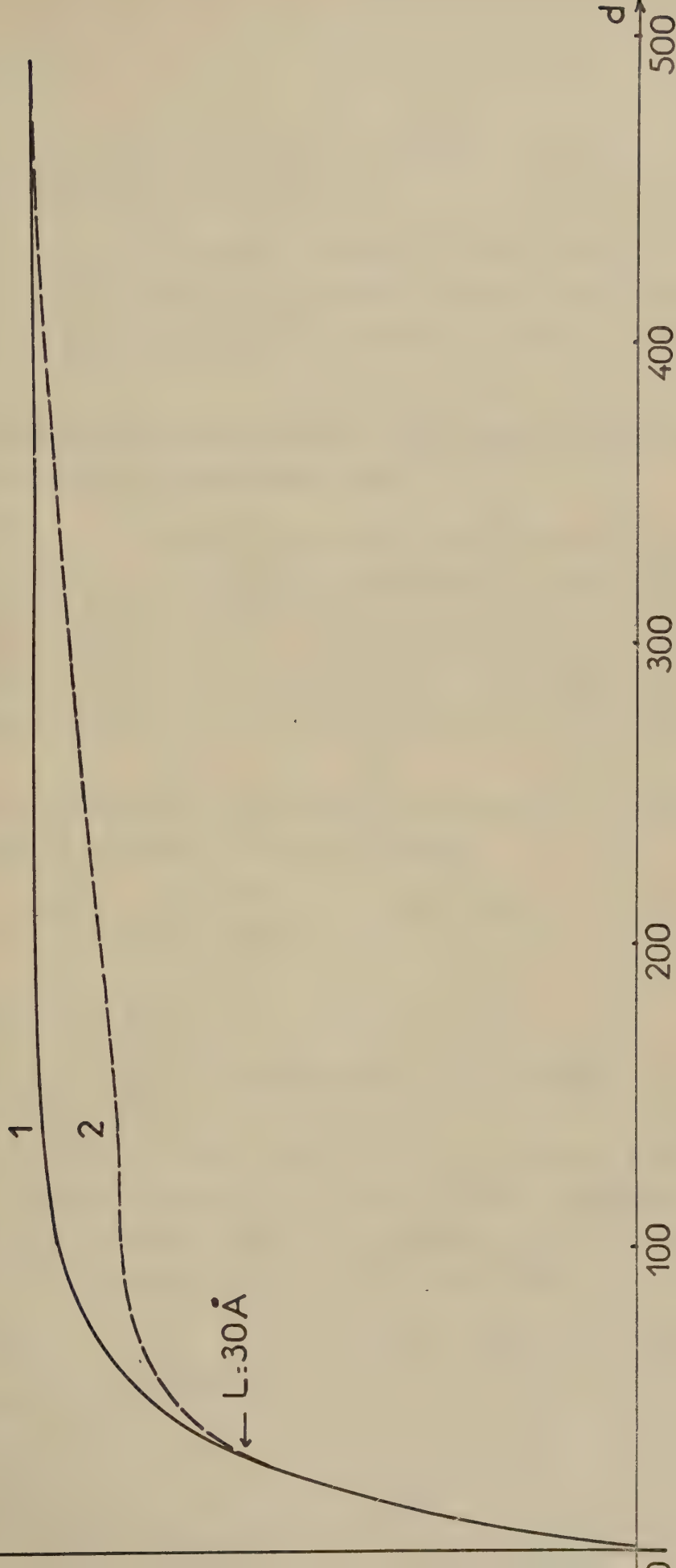


fig.25

Comparaison des résultats expérimentaux avec
la théorie de Meessen.(13)

Le maximum du rendement apparaît sur les courbes $Y_{\perp}^{+}(d)$ alors qu'il est quasiment absent sur les courbes $Y_{//}^{+}(d)$.

En définitive, le fait expérimental nouveau que nous avons mis en évidence (modes de variation distincts du rendement quantique avec l'épaisseur de la couche suivant la polarisation de la lumière) ne semble pas compatible avec les interprétations des auteurs précédents.

IV.2.2. Variation du rendement quantique avec l'épaisseur pour un éclairage des couches à travers leur support :

Les courbes expérimentales $Y_{\perp}^{-}(d)$ et $Y_{//}^{-}(d)$ pour les deux polarisations de la lumière sont données par les figures (26) (27) et (28). Nous constatons l'existence d'un maximum très marqué du rendement pour les deux polarisations qui se produit pour les épaisseurs voisines de 50 Å. La hauteur de ce maximum semble dépendre d'une manière très sensible de la longueur d'onde du rayonnement incident, et de la polarisation de la lumière.

Revenons à la formule (I.4.) qui prévoit la variation de $Y_{\perp}^{-}(d)$ avec l'épaisseur dans le cadre des théories classiques :

$$Y_{\perp}^{-}(\nu, d) = \frac{K e^{-\alpha d}}{1/L - \alpha} \quad (1 - e^{-(1/L - \alpha)d})$$

Si $1/L \gg \alpha$ et si $d \gg \frac{1}{1/L - \alpha}$,

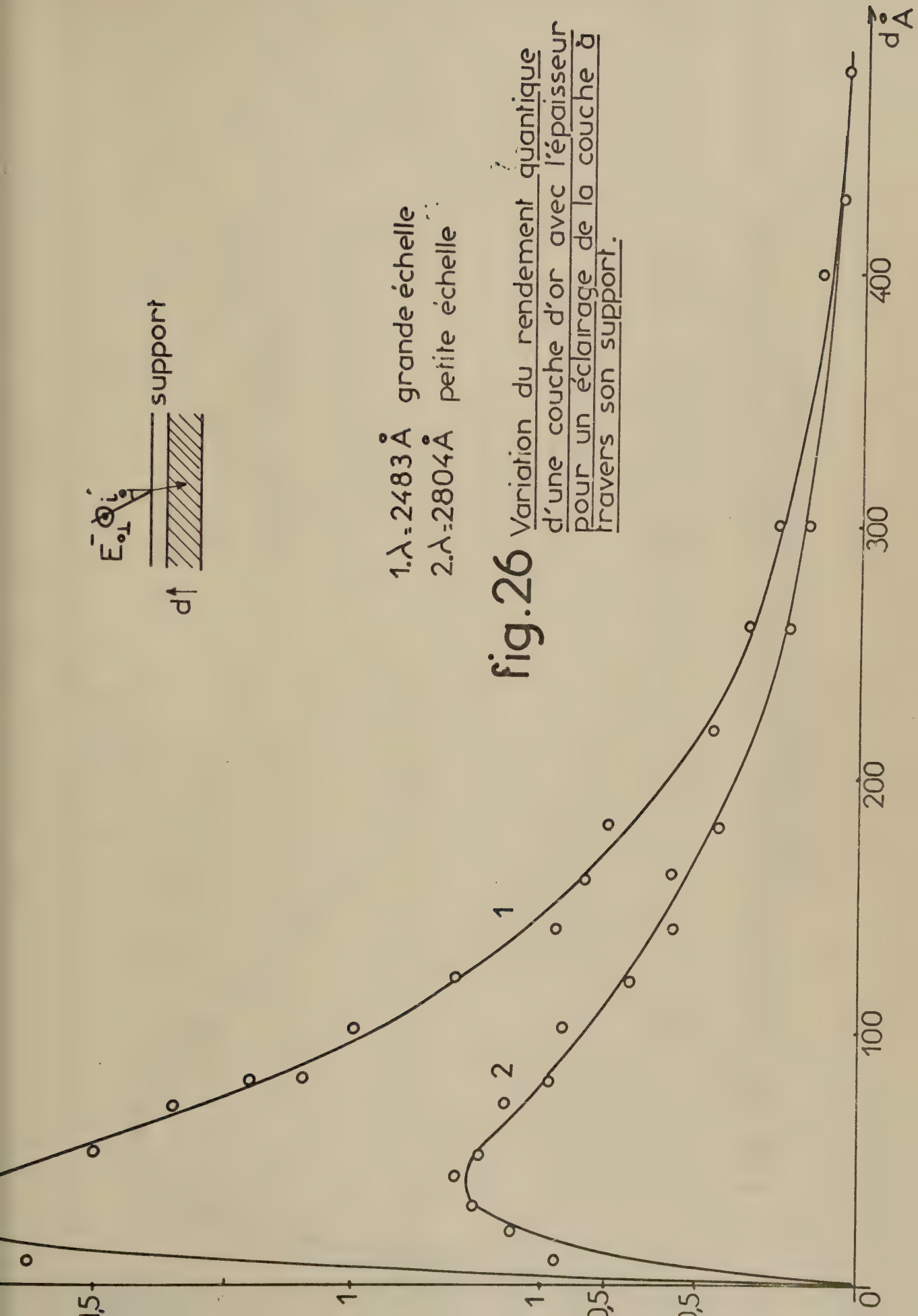
le rendement doit décroître exponentiellement avec l'épaisseur de la couche : $(Y_{\perp}^{-}(\nu, d) \simeq e^{-\alpha d})$.

La figure (29) indique la variation de $\text{Log } Y_{\perp}^{-}(d)$ et de $\text{Log } Y_{//}^{-}(d)$ avec l'épaisseur pour une longueur d'onde de 2804 Å. Nous constatons qu'effectivement, les deux courbes trouvées se confondent avec des droites de pente α à partir d'une épaisseur d'une centaine d'Angströms.

Ainsi : $\alpha_{\perp \text{ exp}} = 8,15 \cdot 10^{-3} \text{ Å}^{-1}$

mesurés entre 200 et 500 Å

$\alpha_{// \text{ exp}} = 8,25 \cdot 10^{-3} \text{ Å}^{-1}$



$\lambda = 2804 \text{ \AA}$

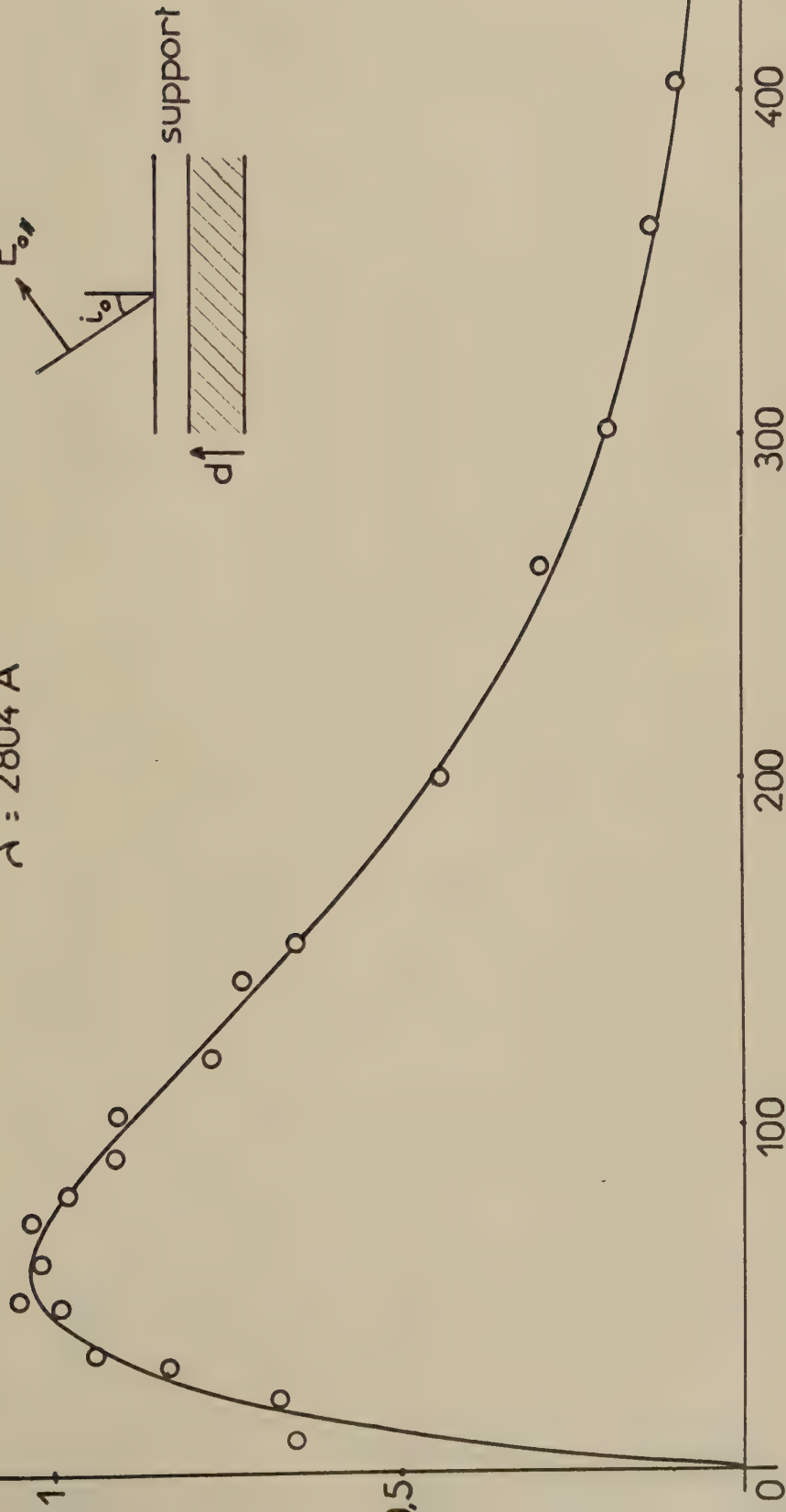


fig.27

Variation relative du rendement quantique avec l'épaisseur de la couche pour un éclairage à travers le support

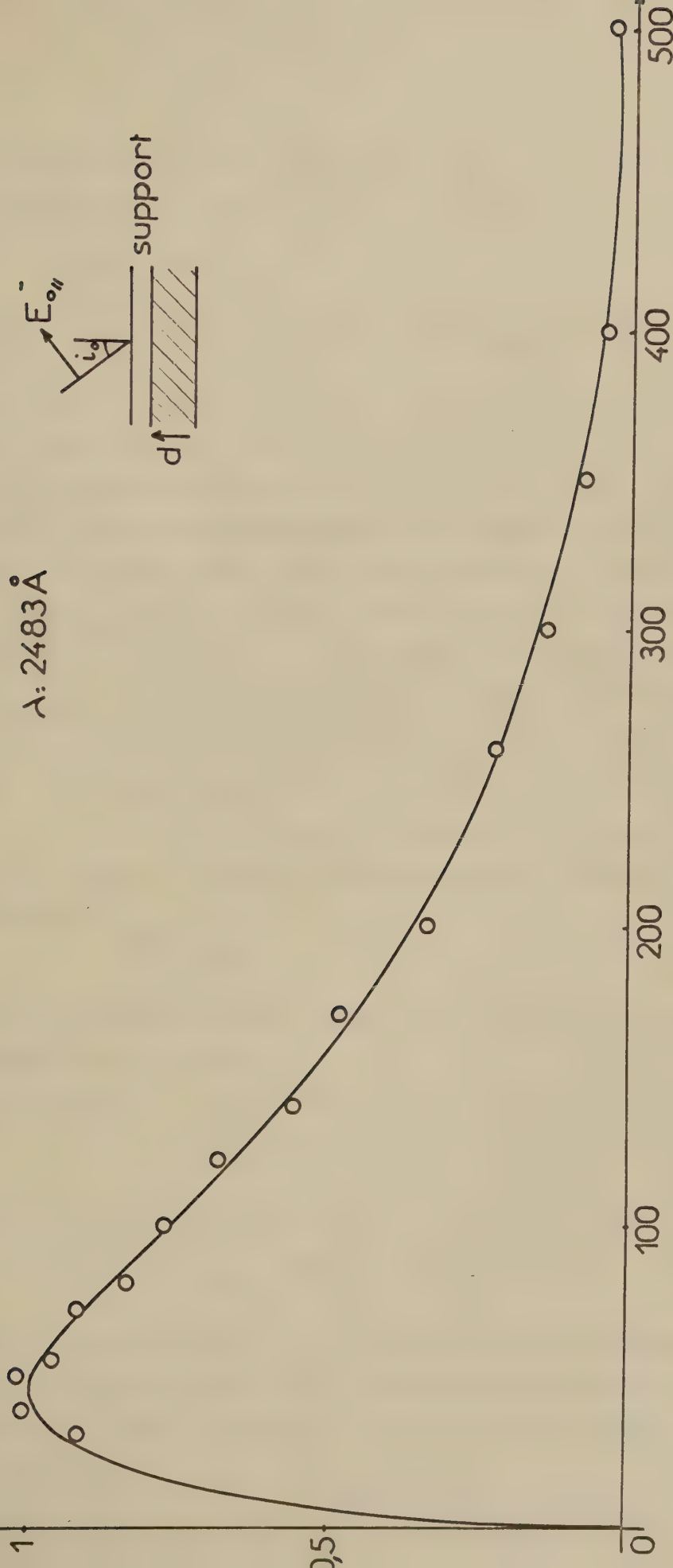


fig.28 Variation du rendement quantique avec l'épaisseur de la couche pour un éclairage à travers le support

Or, la valeur théorique du coefficient d'absorption α' de la lumière pour une incidence de 65° est donnée par la formule :

$$\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} q.$$

q étant un coefficient qui se déduit des indices n et k par les équations (V.16).

Pour $\lambda = 2804 \text{ \AA}$, la valeur trouvée est de $8,3 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$.

La loi classique est par conséquent sur ce point bien vérifiée et nous assure que la profondeur d'extraction des électrons L est inférieure à la profondeur d'atténuation des photons. Le rendement d'une couche éclairée à travers son support varie donc lorsque l'épaisseur devient supérieure à $100 \text{ \AA}$ comme la densité d'énergie lumineuse présente à la surface de la couche ($I \approx I_0 e^{-\alpha d}$). En effet, la profondeur d'extraction des photoélectrons étant faible, seuls pourront participer au courant photoélectrique les électrons excités en des points situés près de la surface de la couche. Le nombre de photoélectrons émis est ainsi proportionnel au nombre de photons absorbés en ces mêmes points.

Par ailleurs, la formule (I.4.) laisse prévoir l'existence d'un maximum du rendement quantique pour une épaisseur d_M donnée par la relation :

$$e^{-\alpha d_M} = \alpha L$$

Les valeurs expérimentales de d_M nous fournissent les valeurs suivantes de la profondeur d'extraction :

$$\begin{array}{lcl} \text{pour } \lambda = 2483 \text{ \AA} & \left\{ \begin{array}{l} d_{M\perp} = 30 \text{ \AA} \\ d_{M//} = 50 \text{ \AA} \end{array} \right. & \begin{array}{l} L = 80 \text{ \AA} \\ L = 66 \text{ \AA} \end{array} \\ \\ \text{pour } \lambda = 2804 \text{ \AA} & \left\{ \begin{array}{l} d_{M\perp} = 40 \text{ \AA} \\ d_{M//} = 60 \text{ \AA} \end{array} \right. & \begin{array}{l} L = 36 \text{ \AA} \\ L = 67 \text{ \AA} \end{array} \end{array}$$

D'après la théorie classique, la position du maximum du rendement est indépendante de la polarisation de la lumière. Les différences entre $d_{M\perp}$ et $d_{M//}$ trouvées ici sont supérieures à la précision des mesures.

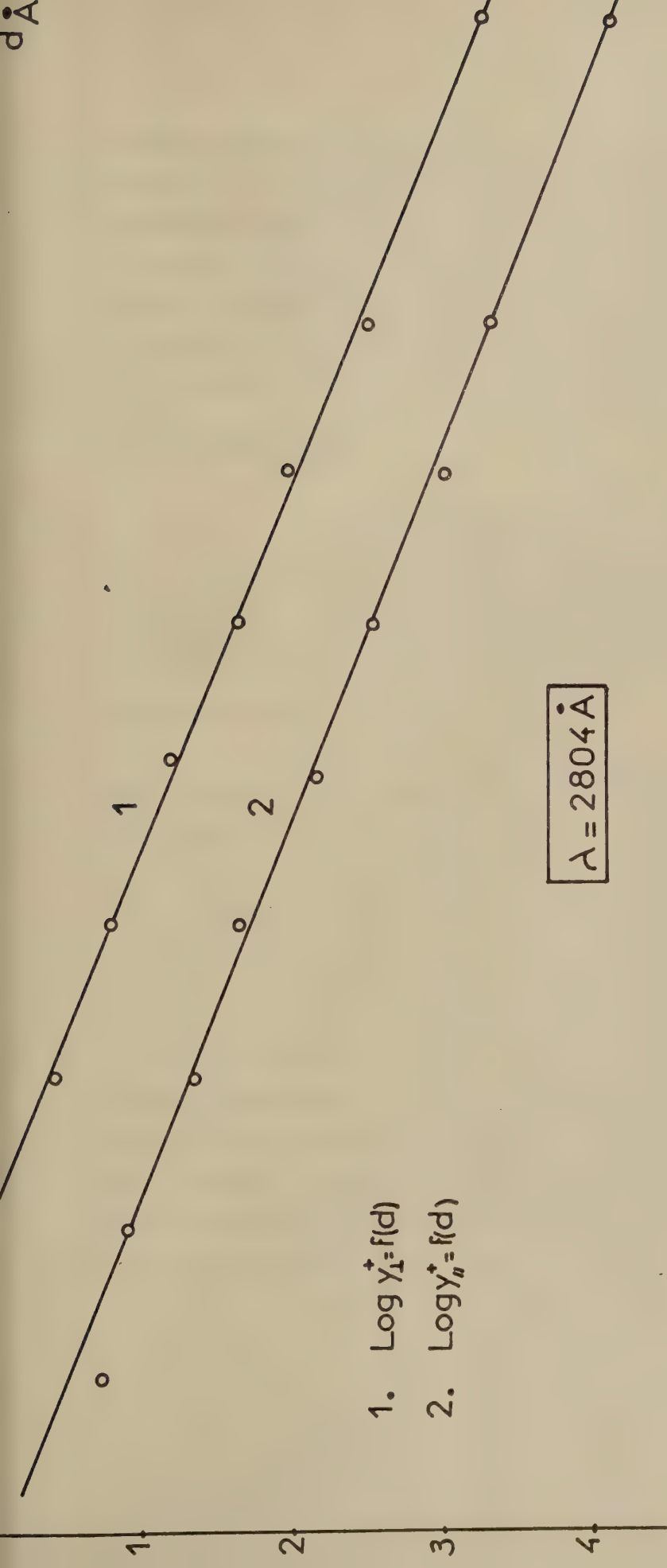


fig. 29

Il semble difficile d'admettre que la profondeur d'extraction des électrons dépende de la polarisation de la lumière car ceci impliquerait une forte émisotropie dans les vitesses des électrons excités. Par ailleurs, les valeurs de L fournies par cette méthode ($L \approx 70 \text{ \AA}$) sont très supérieures à la valeur précédemment trouvée ($L \approx 40 \text{ \AA}$) pour l'autre sens de propagation de la lumière dans le cas (vibration parallèle au plan d'incidence) où la théorie classique semblait pouvoir s'appliquer.

IV.2.3. Conclusion :

Dans l'étude de la variation du rendement quantique avec l'épaisseur des couches minces d'or, nous apportons un nouvel élément: le maximum du rendement quantique observé jusqu'à présent en lumière partiellement polarisée ne semble provenir, du moins sous l'incidence sous laquelle nous opérons, que de la contribution de la composante du champ électrique normale au plan d'incidence.

En supposant les théories proposées jusqu'à maintenant comme valables, nous avons déterminé la profondeur d'extraction à partir des courbes $Y = f(d)$ dans les trois cas où cela fut possible. Nous avons trouvé des valeurs très différentes pour une même longueur d'onde ($40 \text{ \AA}$ et $70 \text{ \AA}$) suivant les deux sens de propagation de la lumière. Ces divergences ne sont pas compatibles avec la précision de nos mesures. C'est pourquoi il nous a paru utile de proposer un nouveau schéma théorique pour l'interprétation des courbes de variation du rendement quantique avec l'épaisseur des couches. Un phénomène a été négligé dans la théorie de Meessen : les réflexions multiples de l'onde incidente sur les deux faces qui limitent la couche. L'importance de ces réflexions peut différer suivant la polarisation de la lumière. Nous montrerons dans le chapitre suivant la prise en considération de cette hypothèse permet d'interpréter les courbes expérimentales que nous avons obtenues.

C H A P I T R E V.

CALCUL DU RENDEMENT QUANTIQUE D'UNE COUCHE MINCE

A ce stade de notre étude, pour déterminer l'influence de la diffusion des électrons sur l'émission photoélectrique d'un métal, il nous fallait interpréter les variations avec l'épaisseur du rendement quantique des couches minces métalliques. Jusqu'à présent, à notre connaissance, on avait admis pour décrire la propagation et l'absorption des photons dans la couche, une loi simple de la forme :

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha' z}$$

$I(z)$ désigne la densité d'énergie lumineuse à la distance z de la surface éclairée,

le coefficient d'absorption de la lumière
et I_0 la densité d'énergie lumineuse à la surface de la couche.

Une telle loi n'est valable que si l'onde incidente se propage dans une couche de grande épaisseur ou que si le coefficient d'absorption α est particulièrement élevé. En effet, dans ces deux cas, du fait de l'absorption, l'amplitude de l'onde incidente devient négligeable avant que la réflexion sur le dioptré métal-support ne se produise. Mais, pour un métal tel que l'or, le coefficient d'absorption α est de l'ordre de $7 \text{ à } 9 \cdot 10^{-3} \text{ Å}^{-1}$ pour les longueurs d'onde voisines du seuil photoélectrique ($\lambda_0 \approx 3000 \text{ Å}$). La profondeur d'atténuation ($1/\alpha$) des photons est par conséquent voisine de 100 Å . Il est donc nécessaire de tenir compte, au moins pour les couches les plus minces, des réflexions multiples de l'onde incidente sur les deux dioptrés qui limitent la couche (dioptrés vide-métal et métal-support). L'accord entre les résultats de notre calcul et l'expérience, montrera qu'il n'est pas utile, du moins en première approximation, de faire intervenir d'autres phénomènes complexes pour interpréter les variations du rendement quantique avec l'épaisseur des couches minces.

V.1. SCHEMA D'ETUDE :

V.1.1. Modèle de couche mince adopté pour cette étude :

Nous résumerons ici tous les renseignements obtenus au cours des chapitres précédents, sur la structure et les propriétés des couches que nous utilisons. Nous en déduirons pour notre calcul un modèle idéalisé en adoptant certaines hypothèses simplificatrices.

1° A l'échelle de la longueur d'onde de la lumière incidente, chaque couche est formée d'une mosaïque de cristaux d'épaisseurs sensiblement égales et dont les orientations par rapport à la surface de la couche sont aléatoires. Cette structure en plaquettes homogènes permet d'assimiler la couche, lorsque sa vitesse d'évaporation est suffisamment élevée, à une lame mince de métal homogène, continue et limitée par deux faces planes et parallèles. Cette lame est caractérisée par :

- un indice de réfraction optique complexe $n_1 = n - ik$,
- une épaisseur d qui est la distance entre le dioptré plan (n_0/n_1) qui sépare le vide d'indice $n_0 = 1$ du métal et le dioptré plan (n_1/n_2) qui sépare le métal de son support amorphe d'indice n_2 .

Pour notre calcul, nous supposons que l'indice de réfraction n et l'indice d'absorption k du métal sont indépendants de l'épaisseur de la couche. Les courbes (10) et (11) du chapitre III nous renseignent sur la validité de cette hypothèse. Pratiquement, sans entraîner d'erreurs très supérieures à la précision des mesures, nous choisirons des indices moyens n et k qui caractériseront au premier ordre les propriétés des lames, compte tenu de la gamme d'épaisseurs et de fréquences utilisées.

2° L'interface métal-vide est constitué par une mosaïque de microcristaux d'orientations et par conséquent de travail de sortie divers.

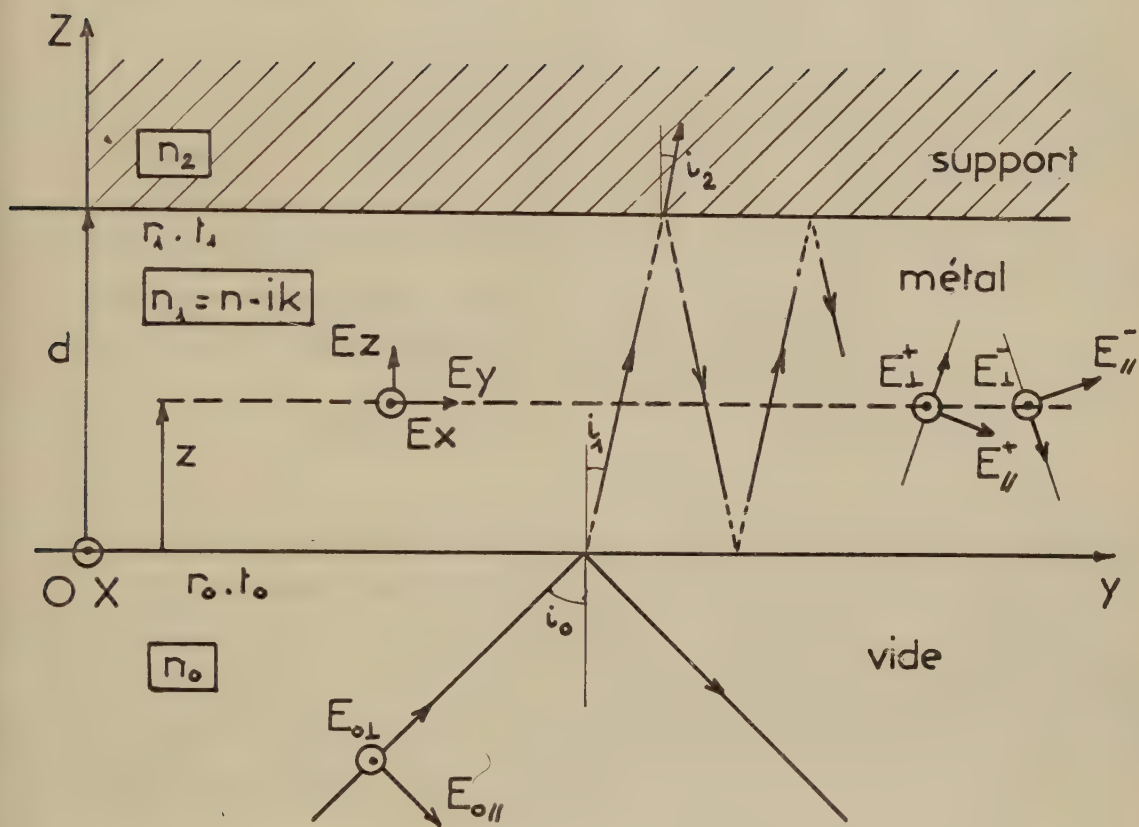


fig.30 Répartition des champs électriques
dans la couche

Nous avons vu en effet, (IV.1.2.3.), que le travail d'extraction peut varier légèrement d'un point à un autre de la couche (variations de 0,1 eV). Cette quantité est relativement petite et les effets qui en résultent seront faibles si le rapport des aires à faible travail d'extraction aux aires à haut travail d'extraction peut être supposé constant, lorsqu'on maintient pour toutes les couches un taux de dépôt convenablement choisi et identique. Nous admettrons en outre que le seuil photoélectrique de chacune de ces faces ne varie pas non plus avec l'épaisseur.

3° Pour obtenir un ordre de grandeur de certains paramètres, il peut être commode de se placer dans l'approximation des électrons quasi-libres. L'électron décrit par un paquet d'ondes peut alors être considéré comme une particule de masse effective m^* .

Si le vecteur d'onde k associé à l'électron est pris dans une zone de Brillouin appropriée, cette particule possède :

- une quantité de mouvement $p_k = \hbar \vec{k}$

- et une énergie
$$W_k = \frac{\hbar^2}{2m^*} k^2$$

La couche se comportant comme un matériau isotrope, nous supposons que la distribution des vitesses est elle aussi isotrope avant et après la photo-excitation. Les surfaces équi-énergies sont alors assimilées à des sphères. Il en résulte que les vecteurs quantités de mouvement $\vec{p}_k$ qui correspondent aux états non excités, se trouvent compris à l'intérieur de la sphère de Fermi, de rayon : $|\hbar \vec{k}_F| = \sqrt{2m^* \mu}$

Dans cette formule, μ désigne l'énergie de Fermi,

$\vec{k}_F$ le vecteur d'onde associé à l'énergie de Fermi.

De plus, le nombre $n(W) dW$ d'électrons, qui à l'intérieur d'une bande d'énergie permise posséderont une énergie comprise entre les valeurs W et $W + dW$ sera :

$$n(W) dW = 4 \pi \left(\frac{2m^*}{h^2} \right)^{3/2} W^{1/2} \times \frac{1}{1 + \exp \left(\frac{W - \mu}{k T} \right)} dW$$

V.I.2. Les étapes du calcul du rendement quantique d'une couche mince :

Soit ϕ_0 le nombre de photons d'énergie $h\nu$ arrivant sur une des faces de la lame par unité de surface et de temps sous l'incidence i_0 . Ce flux produit à l'intérieur de la couche une densité de photons par unité de volume $I(z)$ variable avec la distance z du point considéré à la surface éclairée. La forme de la fonction $I(z)$ dépend du sens de propagation, de la polarisation de la lumière et de l'épaisseur de la couche. Pour distinguer les différents cas, nous affecterons la fonction $I(z)$:

- de l'exposant + ou - , suivant que la lumière arrive sur la face libre de la couche ou sur son support,
- de l'indice $\perp$ ou $\parallel$ suivant que la lumière est polarisée rectilignement dans une direction perpendiculaire ou parallèle au plan d'incidence.

D'une manière générale, les différents points de la lame sont repérés par leur distance z à un plan de référence qui coïncide avec la face de sortie des électrons (dioptré vide-métal)(fig. 30).

Dans ces conditions, le nombre de photons $\phi(z) dz$ absorbés dans un cylindre (V) de hauteur dz , de surface de base unité et situé à la distance z de la surface émettrice, se déduit de la densité de photons $I(z)$ par la relation :

$$\phi(z) dz = K \cdot I(z) dz \quad (V.I.)$$

K est un coefficient de photoexcitation qui dépend de la nature de la couche et de la fréquence de la lumière.

Ces photons absorbés font passer dans le volume V des électrons d'un niveau d'énergie $W_0 = W - h\nu$ à un niveau d'énergie W .

Le nombre d'électrons $N_A(W, z) dW dz$ qui, dans le volume (V) absorbent un photon d'énergie $h\nu$ et parviennent ainsi à une énergie comprise entre W et $W + dW$, sera :

$$N_A(W, z) dW dz = K(W) I(z) dW dz \quad (V.2.)$$

$K(W)$ est le coefficient de photoexcitation des électrons d'énergie W .

Il dépend de la fréquence ν du rayonnement incident.

Si nous négligeons les autres processus d'absorption de la lumière, nous pourrions écrire :

$$K = \int_{-\infty}^{+\infty} K(W) dW \quad (V.3.)$$

Désignons par $\pi(W, z)$ la probabilité pour qu'un des électrons, pris au hasard, excité dans (V) à l'énergie W, puisse sortir de la couche. Le nombre d'électrons qui participeront au courant photoélectrique après avoir absorbé un photon dans le volume V sera :

$$N(W, z) dW dz = N_A(W, z) \pi(W, z) dW dz \quad (V.4.)$$

Soit, d'après (V.2.) :

$$N(W, z) dW dz = K(W) I(z) \pi(W, z) dW dz \quad (V.5.)$$

Le nombre total d'électrons $N(\nu, d)$ émis par la couche d'épaisseur d éclairée par une onde plane monochromatique de fréquence ν , sous l'incidence i_0 sera :

$$N(\nu, d) = \int_0^d \int_{-\infty}^{+\infty} N(W, z) dz dW$$

$$\text{ou } N(\nu, d) = \int_0^d \int_{-\infty}^{+\infty} K(W) I(z) \pi(W, z) dz dW \quad (V.6.)$$

Le rendement photoélectrique de la couche par photon incident, peut donc s'écrire :

$$Y(\nu, d) = \frac{N(\nu, d)}{\phi_0} = \int_0^d \int_{-\infty}^{+\infty} K(W) \pi(W, z) \frac{I(z)}{\phi_0} dz dW \quad (V.7.)$$

Les étapes du calcul du rendement quantique d'une couche mince métallique seront donc les suivantes :

1°) Nous calculerons la fonction $I(z)/\phi_0$ proportionnelle à la densité d'énergie lumineuse en chaque point de la couche, pour les deux polarisations principales de la lumière et ses deux sens de parcours. .

2°) Pour calculer l'intégrale (V.7.), nous ferons certaines hypothèses simplificatrices qui nous permettront d'exprimer la probabilité de sortie $\overline{\Gamma}(W, z)$ d'un électron sous la forme d'un produit de deux fonctions dont l'une ne dépendra que de l'énergie W de l'électron, l'autre que de sa distance z à la surface de sortie.

3°) La fonction $K(W)$ est en général très complexe puisqu'elle dépend de l'énergie initiale et de l'énergie d'excitation de l'électron. Cependant, pour étudier à une constante près les variations du rendement avec l'épaisseur de la couche et avec la polarisation de la lumière, il nous suffira de remarquer que $K(W)$ ne dépend d'aucun de ces paramètres.

V.2. CALCUL DE LA DENSITE D'ENERGIE ELECTROMAGNETIQUE DANS UNE COUCHE MINCE METALLIQUE :

Rapportons le modèle de couche décrit plus haut à trois axes de coordonnées (ox, oy, oz). Le plan xoy coïncide avec la face libre de la couche et le plan $yozy$ avec le plan d'incidence.

Soient $\vec{E}(E_x, E_y, E_z)$ l'amplitude complexe du vecteur champ électrique de l'onde électromagnétique en un point $M(x, y, z)$ situé à la distance z de la surface émettrice (fig. 30),

$\vec{E}_0(E_{0x}, E_{0y}, E_{0z})$, l'amplitude complexe du vecteur champ électrique de l'onde incidente.

Désignons par i_0 , i_1 et i_2 les angles que font les rayons lumineux avec la normale au plan de la couche dans le vide, dans le métal et dans le support. Ces angles peuvent être définis même si l'indice n_1 est complexe; i_1 est alors lui-même complexe.

Pour une polarisation donnée de l'onde électromagnétique, le nombre de photons incidents par unité de surface et de temps ϕ_0 est proportionnel au carré du module de l'amplitude complexe $\vec{E}_0$ de l'onde incidente. De même, la densité de photons $I(z)$ par unité de volume est proportionnelle au carré du module de l'amplitude complexe $\vec{E}$ du champ électrique dans la couche. Par conséquent, la densité de photons en un point situé à la distance z de la surface rapportée au flux de photons incidents ϕ_0 est donnée par la relation :

$$\frac{I(z)}{\phi_0} = \frac{|\vec{E}_x|^2 + |\vec{E}_y|^2 + |\vec{E}_z|^2}{|\vec{E}_0|^2} \times Q(i_0) = I'(z) \cdot Q(i_0) \quad (V.8.)$$

dans laquelle $Q(i_0)$ désigne une constante qui dépend uniquement de l'angle d'incidence de la lumière sur la couche.

Par la suite, nous calculerons donc la quantité (V.9.), rapport du module des amplitudes complexes des champs électriques dans le métal et dans le vide :

$$I'(z) = \frac{|\vec{E}|^2}{|\vec{E}_0|^2} = \frac{|\vec{E}_x|^2 + |\vec{E}_y|^2 + |\vec{E}_z|^2}{|\vec{E}_{ox}|^2 + |\vec{E}_{oy}|^2 + |\vec{E}_{oz}|^2} \quad (V.9.)$$

V.2.1. Composantes du champ électrique dans le métal pour les deux polarisations :

Nous devons maintenant établir les relations qui permettent de passer du champ E_0 dans le vide, au champ E à l'intérieur du métal.

Soient $E_{0\perp}$ et $E_{0\parallel}$ les modules des amplitudes complexes, dans le vide, des champs électriques perpendiculaires et parallèles au plan d'incidence.

Les composantes du champ $\vec{E}_O$ suivant les 3 axes de coordonnées (ox, oy, oz) se déduisent de $E_{O\perp}$ et $E_{O//}$ suivant les relations :

$$\vec{E}_O \rightarrow \begin{cases} E_{Ox} = E_{O\perp} \\ E_{Oy} = E_{O//} \cos i_O \\ E_{Oz} = -E_{O//} \sin i_O \end{cases} \quad (V.10)$$

De même, si $E_{\perp}$ et $E_{//}$ désignent les modules des amplitudes complexes en un point d'abscisse z de la couche, des champs électriques perpendiculaire et parallèle au plan d'incidence, les composantes du champ E sont données par les relations :

$$\vec{E} \rightarrow \begin{cases} E_x = E_{\perp} \\ E_y = E_{//} \cos i_1 \\ E_z = -E_{//} \sin i_1 \end{cases} \quad (V.11.)$$

Il conviendra par la suite de calculer les quantités :

$$\begin{aligned} |\overline{E_{\perp}}|^2 &= |\overline{E_x}|^2 \\ |\overline{E_{//}}|^2 &= |\overline{E_y}|^2 + |\overline{E_z}|^2 \end{aligned} \quad (V.12.)$$

en fonction des quantités :

$$\begin{aligned} |\overline{E_{O\perp}}|^2 &= |\overline{E_{Ox}}|^2 \\ |\overline{E_{O//}}|^2 &= |\overline{E_{Oy}}|^2 + |\overline{E_{Oz}}|^2 \end{aligned} \quad (V.13.)$$

qui sont seules accessibles aux mesures..

V.2.2. Définition des paramètres optiques intervenant dans le calcul :

Désignons par :

r_0, t_0 les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude du dioptré vide-métal.

r_1, t_1 les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude du dioptré métal-support.

r_2, t_2 les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude du dioptré vide-support.

r'_1, t'_1 les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude du dioptré support-métal.

Ces différents coefficients sont donnés par les formules de Fresnel.

Nous poserons :

$$r_0 = \rho_0 e^{-j\varphi_0} \quad \text{et} \quad r_1 = \rho_1 e^{-j\varphi_1} \quad (\text{V.14.})$$

A l'intérieur de la couche métallique les amplitudes complexes des champs électriques sont de la forme :

$$\vec{E} = \vec{a} \exp - \frac{2\pi}{\lambda} j n_1 \cos i_1 z = \vec{a} \exp - \frac{2\pi}{\lambda} j (p - jq) z$$

L'angle i_1 est défini à partir des indices n et k et de l'angle d'incidence i_0 par les formules :

$$\begin{cases} (n - jk) \sin i_1 = n_0 \sin i_0 \\ (n - jk) \cos i_1 = p - jq \end{cases} \quad (\text{V.15.})$$

les coefficients p et q sont calculés à partir des équations suivantes :

$$\begin{cases} p^2 - q^2 = n^2 - k^2 - \sin^2 i_0 \\ pq = nk \end{cases} \quad (\text{V.16.})$$

Nous poserons par la suite :

$$\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} q \quad \delta = \frac{4\pi}{\lambda} p \quad (V.17.)$$

α est le coefficient d'absorption de l'onde électromagnétique se propageant sous l'angle i_1 dans le métal.

$$\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} \operatorname{Im} | n_1 \cos i_1 |$$

V.2.3. Calcul du champ électrique en un point de la lame pour un éclairage sur la face libre de la couche :

Par suite des réflexions multiples de l'onde électromagnétique sur les dioptries limitant la couche, le calcul de $\vec{E}^{\rightarrow}$ s'effectue de la manière suivante : nous calculerons tout d'abord la somme des vecteurs champ électrique des ondes se propageant dans le sens des $z > 0$ ($\vec{E}_1$), puis la somme des vecteurs champ électrique des ondes se propageant dans le sens des z décroissants ($\vec{E}_2$).

$$\vec{E}^{\rightarrow} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \quad (V.18.)$$

La notation $\vec{E}^{\rightarrow}$ signifie que nous calculons le champ dans le cas d'un éclairage externe dans le sens des z croissants.

Un calcul simple, permet de trouver les trois composantes des champs $\vec{E}_1$ et $\vec{E}_2$ et donne les résultats suivants :

$$(V.19) \quad \left\{ \begin{array}{l} E_{1x} = E_{1\perp} = \frac{E_{o\perp} t_{o\perp}}{D_{\perp}} \exp - \frac{2\pi}{\lambda} j(p-jq) z \\ E_{1y} = E_{1//} \cos i_1 = \frac{E_{o//} t_{o//}}{D_{//}} \cos i_1 \exp - \frac{2\pi}{\lambda} j(p-jq) z \\ E_{1z} = -E_{1//} \sin i_1 = - \frac{E_{o//} t_{o//}}{D_{//}} \sin i_1 \exp - \frac{2\pi}{\lambda} j(p-jq) z \end{array} \right.$$

$$(V.20) \quad \vec{E}_2(z) \begin{cases} E_{2x} = E_{2\perp} = \frac{E_{o\perp} t_{o\perp}}{D_{\perp}} r_{1\perp} \exp - \frac{2\pi}{\lambda} j(p-jq)(2d-z) \\ E_{2y} = E_{2''} \cos i_1 = \frac{E_{o''} t_{o''}}{D_{''}} r_{1''} \cos i_1 \exp - \frac{2\pi}{\lambda} j(p-jq)(2d-z) \\ E_{2z} = E_{2''} \sin i_1 = \frac{E_{o''} t_{o''}}{D_{''}} r_{1''} \sin i_1 \exp - \frac{2\pi}{\lambda} j(p-jq)(2d-z) \end{cases}$$

D'où, d'après (V.18.) :

$$(V.21) \quad \vec{E}^+ \begin{cases} E_x^+ = E_{o\perp} \frac{t_{o\perp}}{D_{\perp}} \left[\exp - \frac{2\pi}{\lambda} j(p-jq)z + r_{1\perp} \exp - \frac{2\pi}{\lambda} j(p-jq)(2d-z) \right] = E_{\perp}^+ \\ E_y^+ = E_{o''} t_{o''} \frac{\cos i_1}{D_{''}} \left[\exp - \frac{2\pi}{\lambda} j(p-jq)z + r_{1''} \exp - \frac{2\pi}{\lambda} j(p-jq)(2d-z) \right] = E_{''}^+ \cos i_1 \\ E_z^+ = E_{o''} t_{o''} \frac{\sin i_1}{D_{''}} \left[\exp - \frac{2\pi}{\lambda} j(p-jq)z + r_{1''} \exp - \frac{2\pi}{\lambda} j(p-jq)(2d-z) \right] = E_{''}^+ \sin i_1 \end{cases}$$

$$(V.22.) \quad \begin{aligned} \text{Avec : } D_{''} &= 1 + r_{o''} r_{1''} \exp - \frac{4\pi}{\lambda} j(p-jq) d \\ D_{\perp} &= 1 + r_{o\perp} r_{1\perp} \exp - \frac{4\pi}{\lambda} j(p-jq) d. \end{aligned}$$

V.2.4. Calcul du champ électrique en un point de la lame pour un éclairage de la couche à travers son support :

La notation $\vec{E}^-$ signifie que nous calculons le champ électrique dans le cas d'un éclairage externe dans le sens des z décroissants. Un mode de calcul identique au précédent, fournit les composantes du champ cherché.

$$(V.23) \quad \vec{E}^- \begin{cases} E_x^- = E_{o\perp} \frac{t_{2\perp} t'_{1\perp}}{D_{\perp}} \left[\exp - \frac{2\pi}{\lambda} j(p-jq)(d-z) - r_{o\perp} \exp - \frac{2\pi}{\lambda} j(p-jq)(d+z) \right] \\ E_y^- = E_{o''} \frac{t_{2''} t'_{1''}}{D_{''}} \cos i_1 \left[\exp - \frac{2\pi}{\lambda} j(p-jq)(d-z) + r_{o''} \exp - \frac{2\pi}{\lambda} j(p-jq)(d+z) \right] \\ E_z^- = E_{o''} \frac{t_{2''} t'_{1''}}{D_{''}} \sin i_1 \left[\exp - \frac{2\pi}{\lambda} j(p-jq)(d-z) + r_{o''} \exp - \frac{2\pi}{\lambda} j(p-jq)(d+z) \right] \end{cases}$$

(...)

V.2.5. Expressions de la quantité $I'(z) = \frac{|\bar{E}|^2}{|\bar{E}_0|^2}$

La quantité $I'(z)$ ainsi définie, permet de connaître d'après (V.8.), à une constante près, en un point d'abscisse z de la couche, la densité de photons rapportée au nombre de photons incidents.

- Si le vecteur champ électrique $\vec{E}_0$ est perpendiculaire au plan d'incidence :

$$(V.24.) \quad I'_{\perp}(z) = \frac{|\bar{E}_{\perp}|^2}{|\bar{E}_{0\perp}|^2} = \frac{E_x \cdot E_x^*}{|\bar{E}_{0\perp}|^2}$$

- Si le vecteur champ électrique est parallèle au plan d'incidence :

$$(V.25.) \quad I'_{\parallel}(z) = \frac{|\bar{E}_{\parallel}|^2}{|\bar{E}_{0\parallel}|^2} = \frac{E_y \cdot E_y^* + E_z \cdot E_z^*}{|\bar{E}_{0\parallel}|^2}$$

E^* désigne la quantité complexe conjuguée de l'amplitude complexe E .

Dans les quatre cas envisagés, l'expression $I'(z)$ est la suivante :

V.2.5.1. Eclairage sur la face libre de la couche :

- Si le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence :

$$(V.26.) \quad I'_{\perp}^+(z) = \frac{|t_{0\perp}|^2}{|D_L|^2} \times \left[\exp -\alpha z + \int_1^2 \exp -2\alpha d. \exp \alpha z + 2 \int_1^2 \exp -\alpha d. \cos(\delta(d-z) + \varphi_{1\perp}) \right]$$

- Si le champ électrique est parallèle au plan d'incidence :

$$(V.27.) \quad I'_{\parallel}^+(z) = \frac{|t_{0\parallel}|^2}{|D_{\parallel}|^2} \left[|\cos i_1|^2 + |\sin i_1|^2 \right] \times \left[\exp -\alpha z + \int_1^2 \exp -\alpha d. \exp \alpha z + 2 \int_1^2 f(i_1) \exp -\alpha d \cos (\delta(d-z) + \varphi_{1\parallel}) \right]$$

V.2.2.2. Eclairage de la couche à travers son support :

- Si le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence :

$$I'_{\perp}(z) = \frac{|t_{2\perp}|^2 |t_{1\perp}|^2}{|D_{\perp}|^2} \exp -\alpha d \left[\exp \alpha z + \int_{0\perp}^2 \exp -\alpha z - 2 \int_{0\perp}^{\rho} \cos(\delta z + \varphi_{0\perp}) \right] \quad (V.28.)$$

- Si le champ électrique est parallèle au plan d'incidence :

$$I'_{//}(z) = \frac{|t_{2//}|^2 |t_{1//}|^2}{|D_{//}|^2} \times \left[|\cos i_1|^2 + |\sin i_1|^2 \right] \exp -\alpha d \quad (V.29.)$$

$$\times \left[\exp \alpha z + \int_{0//}^2 \exp -\alpha z - 2 \int_{0//}^{\rho} f(i_1) \times \cos(\delta z + \varphi_{0//}) \right]$$

Dans ces expressions :

$$f(i_1) = \frac{|\cos i_1|^2 - |\sin i_1|^2}{|\cos i_1|^2 + |\sin i_1|^2} \quad (V.30.)$$

et (V.31.) :

$$|D_{\perp}|^2 = 1 + \int_{0\perp}^2 \int_{1\perp}^2 \exp -2\alpha d + 2 \int_{1\perp}^{\rho} \int_{0\perp}^{\rho} \cos(\delta d + \varphi_{0\perp} + \varphi_{1\perp}) \exp -\alpha d$$

$$|D_{//}|^2 = 1 + \int_{0//}^2 \int_{1//}^2 \exp -2\alpha d + 2 \int_{1//}^{\rho} \int_{0//}^{\rho} \cos(\delta d + \varphi_{0//} + \varphi_{1//}) \exp -\alpha d$$

V.2.5.3. Détermination des constantes K et Q (i_0) :

Remarquons que dans le cas d' une couche semi infinie ($d = \infty$), $I'^+(z)$ prend la forme :

$$I'_{\perp}^+(z) = |t_0|^2 \exp -\alpha z \quad (V.32.)$$

$$I'_{//}^+(z) = |t_0|^2 (|\cos i_1|^2 + |\sin i_1|^2) \exp -\alpha z$$

Nous poserons :

$$m_{\perp}^+ = |t_0|^2 \quad (V.33.)$$

$$m_{//}^+ = |t_0|^2 (|\cos i_1|^2 + |\sin i_1|^2)$$

Nous pourrions alors écrire :

$$I'_{\perp}(z) = m_{\perp}^+ \exp -\alpha z \quad \text{et} \quad I'_{//}(z) = m_{//}^+ \exp -\alpha z.$$

C'est cette approximation qui est utilisée dans le cadre des théories classiques déjà citées. Nous voyons là qu'en toute rigueur, cette forme de variation ne peut être valable qu'à partir d'épaisseurs suffisamment grandes pour lesquelles l'intervention des réflexions multiples devient négligeable.

Par ailleurs, si la couche a une très grande épaisseur, le nombre de photons absorbés dans le volume (V) situé à la distance z de la surface éclairée, sera :

$$\phi(z) dz = \alpha(1 - R_0) e^{-\alpha z} \phi_0 dz \quad (V.34.)$$

$(1 - R_0) \phi_0$ désigne le nombre de photons qui pénètrent effectivement dans la couche, R_0 est le coefficient de réflexion en intensité du dioptré éclairé.

Or, nous avons posé :

$$\phi(z) dz = K \cdot I(z) dz = K \cdot Q(i_0) I'(z) dz \quad (V.35.)$$

En comparant les équations (V.33) et (V.34), il s'en suit que :

$$K \cdot Q(i_0) = \frac{\alpha(1 - R_0)}{m} \quad (V.36)$$

V.3. PROBABILITE DE SORTIE D'UN ELECTRON EXCITE :

Nous calculerons ici la probabilité moyenne $\overline{\pi}(W, z)$ de sortie du métal d'un électron excité à l'énergie W et à la distance z de la surface émettrice. Nous nous placerons dans l'hypothèse du transport balistique, en supposant qu'une seule diffusion inélastique suffit à désexciter l'électron et que seuls participent au courant photoélectrique les électrons qui n'ont subi aucune diffusion.

Dans ce calcul, l'électron est décrit par :

- sa quantité de mouvement p_W repérée par sa composante p_z suivant l'axe oz normal à la surface de sortie et par l'angle θ que fait p_W avec oz. (fig. 31).

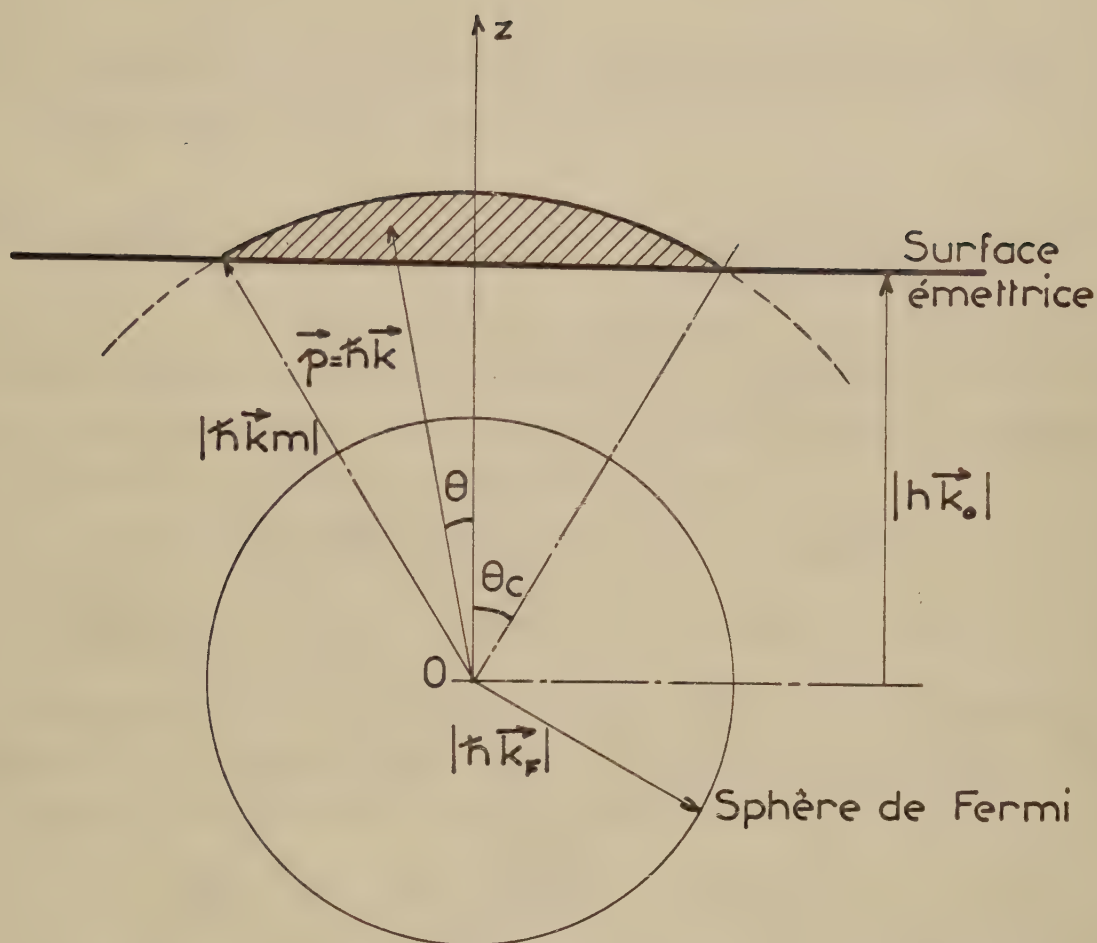


fig.31

Cône de sortie des électrons

- la distance z à la surface de sortie de son point d'excitation,
- son énergie finale : $W = W_0 + h\nu$.

V.3.1. Probabilité de sortie d'un électron excité en surface : $\pi(W, \theta, 0)$

Plaçons-nous dans l'hypothèse d'une distribution isotrope des vitesses des électrons excités. Dans l'approximation des électrons quasi libres, l'ensemble des extrémités des vecteurs quantité de mouvement $\vec{p}$ se trouvent à l'intérieur d'une sphère de rayon :

$$|\hbar \vec{k}_M| = \sqrt{2m^* (\mu + h\nu)} \quad (V. 37)$$

$\vec{k}_M$ est le vecteur d'onde d'un électron dont l'énergie est égale à celle du niveau du vide $W_v = \mu + h\nu$.

Il existe donc un angle critique θ_c entre la direction de la quantité de mouvement $\vec{p}$ et l'axe oz , au-delà duquel l'électron, bien qu'ayant une énergie supérieure à W_v , ne peut sortir du solide :

$$\theta_c = \text{Arc cos} \sqrt{\frac{\mu + h\nu_v}{W + h\nu}} \quad (V. 38)$$

Pour un métal tel que l'or, $\mu = 5,51$ eV, $h\nu_0 = 4$ eV (dans nos expériences), si l'énergie d'excitation est $h\nu = 5$ eV, la valeur de θ_c est voisine de 18° pour les électrons situés avant excitation au niveau de Fermi. Pour des électrons qui possèdent avant la photoexcitation, une énergie inférieure à μ , la valeur de θ_c sera inférieure à cette valeur limite $\theta_{cm} = 18^\circ$. L'angle θ sera donc toujours un angle petit pour tous les électrons susceptibles de participer au courant photoélectrique.

La probabilité de sortie d'un électron excité en surface $\pi(W, \theta, 0)$ est égale au facteur de transmission de la barrière de potentiel qui existe à la surface du solide. Dans l'approximation la plus simple de la barrière de potentiel rectangulaire, le calcul de $\pi(W, \theta, 0)$ montre que le facteur de transmission varie très rapidement dans la région des énergies d'excitation proches du seuil. Pour l'or, $\pi(W, \theta, 0)$ varie de 0 à 70 % lorsque l'énergie de l'électron, mesurée à partir du niveau du vide, passe de 0 à 1 eV.

En fait, la variation du potentiel est continue lorsqu'on passe du métal au vide et $\pi(W, 0, 0)$ croît encore plus rapidement avec W . C'est ce qu'indiquent en particulier, les résultats de Nordheim (45).

Comme la majorité des auteurs, (17) (20), nous nous placerons par la suite dans l'hypothèse de la transmission totale qui s'exprime sous la forme :

$$\begin{cases} \pi(W, \vartheta, 0) = 1 & \text{si } \vartheta < \vartheta_c \\ \pi(W, \vartheta, 0) = 0 & \text{si } \vartheta > \vartheta_c \end{cases} \quad (\text{V.39.})$$

V.3.2. Probabilité de sortie d'un électron $\pi(W, \vartheta, z)$ excité à la distance z de la surface :

Nous avons vu que la probabilité pour un électron de parcourir une distance r sans diffusion était :

$$\pi(r) = e^{-r/l} \quad (\text{V. 40.})$$

où l représente le libre parcours moyen du photoélectron pour un type de diffusion.

Dans l'hypothèse du transport balistique, nous pouvons donc exprimer la probabilité de sortie d'un électron du solide sous la forme :

$$\begin{cases} \pi(W, \vartheta, z) = \pi(W, \vartheta, 0) \times e^{-z/l \cos \vartheta} = e^{-z/l \cos \vartheta} & \text{si } \vartheta < \vartheta_c \\ \pi(W, \vartheta, z) = 0 & \text{si } \vartheta > \vartheta_c \end{cases} \quad (\text{V.41})$$

V.3.3. Probabilité moyenne de sortie $\pi(W, z)$ des électrons d'énergie W excités à la profondeur z :

Le rendement photoélectrique fait intervenir tous les électrons d'énergie W quel que soit leur angle d'incidence ϑ sur la surface du solide. Nous calculerons donc une probabilité moyenne de sortie $\pi(W, z)$ en considérant que tous les électrons d'énergie W qui possèdent une quantité de mouvement qui répond à la condition : $0 \leq \vartheta \leq \vartheta_c$, peuvent sortir du solide.

Le nombre d'électrons dont la quantité de mouvement fait un angle compris entre θ et $\theta + d\theta$ avec la normale et qui traverseront la surface de sortie sera :

$$\pi(W, z, \theta) d\theta = 1/2 e^{-z/l \cos \theta} \sin \theta d\theta.$$

Par suite :

$$\pi(W, z) = 1/2 \int_0^{\theta_0} e^{-z/l \cos \theta} \sin \theta d\theta \quad (V.42.)$$

Dans le cas général, il n'existe pas d'expression simple de l'intégrale $\pi(W, z)$. Nous en obtenons une expression approchée, en remarquant que l'angle θ sera toujours petit dans le voisinage du seuil photoélectrique.

Nous pouvons écrire alors :

$$\pi(W, z) \approx 1/2 \theta_0^2 / 2 e^{-z/l(W)} = 1/2 \left(1 - \sqrt{\frac{\mu + h\nu_0}{W_0 + h\nu}}\right) e^{-z/l} \quad (V.43.)$$

Soit :

$$\begin{cases} \pi(W, z) = (W, 0) e^{-z/l(W)} & \text{si } W_0 + h\nu > \mu + h\nu_0 \\ \pi(W, z) = 0 & \text{si } W_0 + h\nu < \mu + h\nu_0 \end{cases} \quad (V.44.)$$

$$\text{avec : } \pi(W, 0) \approx 1/2 \left(1 - \sqrt{\frac{\mu + h\nu_0}{W_0 + h\nu}}\right) \quad (V.45.)$$

La fonction $\pi(W, 0)$ traduit la probabilité moyenne de sortie des électrons d'énergie W excités à la surface du solide.

V.4. CALCUL DE L'INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR DE LA COUCHE SUR LA VALEUR DE SON RENDEMENT QUANTIQUE :

V.4.1. Définition de la profondeur d'extraction des photoélectrons :

D'après ce qui précède, le rendement photoélectrique d'une couche d'épaisseur d , peut être mis sous la forme :

$$Y(\nu, d) = \int_0^d \int_{-\infty}^{+\infty} K(W) \frac{I(z)}{\phi_0} \pi(W, 0) e^{-z/l(W)} dW dz \quad (V.7.)$$

L'expression de la probabilité moyenne de sortie $\overline{\Pi}(W, z)$:

$$\overline{\Pi}(W, z) = \overline{\Pi}(W, 0) e^{-z/l(W)} \quad (V.44.)$$

ne permet pas encore de séparer les variables z et W dans l'intégrale précédente car le libre parcours l dépend de l'énergie de l'électron excité. Cette énergie peut varier à $0^\circ K$ entre les valeurs $W_v = \mu + h\nu_0$ et $\mu + h\nu$.

Nous avons mesuré essentiellement la variation du rendement quantique avec l'épaisseur des couches pour des énergies de photons très voisines du seuil photoélectrique ($h\nu_0 = 4 \text{ eV}$). La différence d'énergie $h\nu - h\nu_0$ n'excède pas 1 eV dans nos expériences.

Dans ces conditions, la probabilité de sortie en l'absence de diffusion $\overline{\Pi}(W, 0)$ est très faible et croît linéairement avec l'excès d'énergie de l'électron au dessus du seuil.

$$\text{D'après (V.43) : } \overline{\Pi}(W, 0) = 1/4 \times \frac{h(\nu - \nu_0)}{\mu + h\nu_0} \text{ si } h\nu \text{ est voisin de } h\nu_0$$

D'autre part, la probabilité de photoexcitation $K(W)$ des électrons d'énergie W est proportionnelle au nombre d'électrons qui, avant l'excitation, possèdent une énergie comprise entre $W - h\nu$ et $W - h\nu + dW$ et au nombre de niveaux vacants dans l'état d'énergie W . Il est facile de voir que $K(W)$ varie peu lorsque W reste inférieure à $\mu + h\nu$ et s'annule pratiquement lorsque W dépasse cette valeur.

Il s'en suit que les éléments différentiels qui apporteront une contribution importante à l'intégrale (V.7.) sont ceux pour lesquels l'énergie W des électrons reste voisine de l'énergie maximale $\mu + h\nu$.

En admettant que $l(W)$ ne varie pas très vite avec W , nous pourrions donc remplacer dans l'intégrale (V.7.) :

$$\overline{\Pi}(W, z) \quad \text{par} \quad \overline{\Pi}(W, 0) e^{-z/L} \quad (V.46.)$$

avec $L \geq 1 (\mu + h\nu)$

C'est cette longueur que nous avons appelée profondeur d'extraction des photoélectrons. Elle est caractéristique de l'énergie des photons incidents.

Son introduction permet, en première approximation, de séparer la probabilité de sortie d'un électron d'énergie W en un produit de deux facteurs dont l'un $\overline{\Pi}(W, 0)$ dépend de l'énergie de l'électron, l'autre, $e^{-z/L}$ de son énergie d'excitation $h\nu$ et de la distance z à la surface de son point d'excitation.

Dans ces conditions, la séparation des variables W et z devient possible et le rendement quantique prend la forme :

$$Y(\nu, d) = \int_{-\infty}^{+\infty} K(W) \overline{\Pi}(W, 0) dW \cdot \int_0^d \frac{I(z)}{\phi_0} e^{-z/L} dz \quad (V.47.)$$

Pour connaître les variations avec l'épaisseur du rendement quantique à une constante près, il nous suffit donc de calculer l'intégrale :

$$\int_0^d \frac{I(z)}{\phi_0} e^{-z/L} dz$$

puisque $K(W)$ et $\overline{\Pi}(W, 0)$ sont indépendants de l'épaisseur de la couche, de la polarisation et du sens de propagation de la lumière dans notre schéma.

V.4.2. Variation du rendement quantique avec l'épaisseur de la couche lorsqu'elle reçoit la lumière sur sa face libre :

Lorsque l'épaisseur de la couche tend vers l'infini, le rendement quantique doit tendre vers une limite que nous avons notée : $Y^+(\nu, \infty)$.

Si aucun des paramètres figurant dans l'intégrale (V.46.) ne varie avec l'épaisseur de la couche, il sera commode pour l'interprétation de nos expériences de calculer le rapport :

$$\frac{Y^+(\nu, d)}{Y^+(\nu, \infty)} = g^+(\nu, d) \quad (V.48.)$$

La fonction $g^+(\nu, d)$ que nous désignons sous le nom de fonction d'épaisseur, permet de connaître le rapport du rendement d'une couche d'épaisseur finie d à celui d'une couche semi-infinie possédant les mêmes propriétés.

Comme nous avons posé : $I(z) = Q(i_0) I^+(z) \phi_0$

et comme $Q(i_0)$ est un coefficient indépendant de l'épaisseur de la couche, la fonction d'épaisseur a pour expression :

$$g^+(\gamma, d) = \frac{\int_0^d I^+(z, d) e^{-z/L} dz}{\int_0^\infty I^+(z, \infty) e^{-z/L} dz} = \frac{\int_0^d I^+(z, d) e^{-z/L} dz}{\left[\frac{m^+}{\alpha + 1/L} \right]} \quad (V.49.)$$

$I^+(z, d)$ et $I^+(z, \infty)$ désignent les expressions de la fonction $I^+(z)$ dans le cas où la couche a une épaisseur finie d et dans le cas où la couche est semi-infinie, m^+ un coefficient défini par les équations (V.33.), le rendement quantique d'une couche semi-infinie est par ailleurs :

$$Y^+(\gamma, \infty) = \int_{-\infty}^{+\infty} K(W) \Pi(W, 0) dW \quad \int_0^\infty Q(i_0) m^+ e^{-\alpha z} e^{-z/L} dz$$

Soit :

$$Y^+(\gamma, \infty) = \left[\int_{-\infty}^{+\infty} K(W) \Pi(W, 0) dW \right] \times \frac{(1 - R_0)}{K} \times \frac{1}{(\alpha + 1/L)} \quad (V.50.)$$

De ces calculs, nous pouvons déduire les conséquences suivantes :

1) si la couche est "semi infinie", son rendement par photon absorbé en l'absence de diffusion, a pour expression :

$$Y_A^+(\gamma, \infty) = 1/K \int_{-\infty}^{+\infty} K(W) \Pi(W, 0) dW \quad (V.51.)$$

où K est le coefficient de photoexcitation qui ne dépend pas que de la fréquence de la lumière incidente, $K(W)$ la probabilité de photoexcitation des électrons d'énergie W et $\Pi(W, 0)$, leur probabilité de sortie en absence de diffusion.

2) L'intervention des diffusions réduit le rendement par photon absorbé dans le rapport :

$$\alpha / \alpha + \frac{1}{L}$$

α est le coefficient d'absorption de la lumière qui dépend de l'angle d'incidence et de sa fréquence.

L la profondeur d'extraction des photoélectrons que nous avons assimilée au libre parcours des électrons d'énergie maximale $(\mu + h\nu)$.

3) si la couche a une épaisseur finie, son rendement quantique se déduit de celui d'une couche d'épaisseur infinie qui possède les mêmes propriétés par la relation :

$$Y^+(\nu, d) = Y^+(\nu, \infty) g^+(\nu, d)$$

Les expressions des fonctions d'épaisseurs $g_{\perp}^+(d)$ et $g_{//}^+(d)$, calculées pour les deux polarisations de la lumière à partir des relations (V.26) et (V.27) sont données au paragraphe (V.44.).

V.4.3. Variation du rendement quantique avec l'épaisseur de la couche lorsqu'elle est éclairée à travers son support :

Le rendement quantique s'exprime alors sous la forme :

$$Y(\nu, d) = \int_{-\infty}^{+\infty} K(W) \Pi(W, 0) dW \int_0^d \frac{I^-(z)}{\phi_0} e^{-z/L} dz \quad (V.52.)$$

Par analogie avec le cas précédent, nous définirons une fonction d'épaisseur $g^-(\nu, d)$ qui donnera les variations de ce rendement avec l'épaisseur à une constante près.

Cette fonction a pour expression :

$$g^-(\nu, d) = \frac{\int_0^d I^-(z, d) e^{-z/L} dz}{\left[\frac{m^-}{1/L - \alpha} \right]} \quad (V.53.)$$

m^- est le coefficient défini par l'équation (V.33.).

Il est alors facile de démontrer la relation :

$$Y^-(\gamma, d) = M \times g^-(\gamma, d) \times Y^+(\gamma, \infty) \quad (V.54.)$$

La constante M est déduite des expressions (V.48.), (V.49.) et (V.53.) :

$$M = \frac{m^-}{m^+} \times \frac{\alpha + 1/L}{1/L - \alpha}$$

Les expressions de $g^-(\gamma, d)$ calculées à partir des relations (V.28.) et (V.29) sont données pour les deux polarisations de la lumière au paragraphe suivant.

V.4.4. Expressions des fonctions d'épaisseurs $g(\gamma, d)$:

A. → Pour un éclairage de la couche sur sa face libre :

- si le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence :

$$(V.53.) \quad g_{\perp}^+(\gamma, d) = \frac{1}{|D_{\perp}|^2} \times \left[1 - \left[1 + 2 \rho_{\perp} \frac{\beta + \alpha}{\beta - \alpha} + 2 \rho_{1\perp} \cos(\varphi_{1\perp} - \varphi_2) \times \frac{\alpha - \beta}{\sqrt{\beta^2 + \delta^2}} \right] e^{-(\beta + \alpha)d} + 2 \rho_{1\perp} \frac{\beta + \alpha}{\sqrt{\beta^2 + \delta^2}} \cos(\delta d + \varphi_{1\perp} - \varphi_2) e^{-\alpha d} + \rho_{\perp}^2 \frac{\beta + \alpha}{\beta - \alpha} e^{-2\alpha d} \right]$$

- si le champ électrique est parallèle au plan d'incidence :

$$(V.54.) \quad g_{\parallel}^+(\gamma, d) = \frac{1}{|D_{\parallel}|^2} \times \left[1 - \left[1 + \rho_{\parallel}^2 \frac{\beta + \alpha}{\beta - \alpha} + 2 \rho_{1\parallel} \cos(\varphi_{1\parallel} - \varphi_2) \times \frac{\alpha + \beta}{\sqrt{\beta^2 + \delta^2}} \times f(i_1) \right] e^{-(\beta + \alpha)d} + 2 \rho_{1\parallel} \frac{\beta + \alpha}{\sqrt{\beta^2 + \delta^2}} f(i_1) \cos(\delta d + \varphi_{1\parallel} - \varphi_2) e^{-\alpha d} + \rho_{\parallel}^2 \frac{\beta + \alpha}{\beta - \alpha} e^{-2\alpha d} \right]$$

B. - Pour un éclairage de la couche à travers son support :

- si le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence :

$$(V.55.) \quad g_{\perp}^{-}(\gamma, d) = \frac{e^{-\alpha d}}{|D_{\perp}|^2} \\ \times \left[1 + \rho_{o\perp}^2 \frac{\beta - \alpha}{\beta + \alpha} - 2 \rho_{o\perp} \frac{\beta - \alpha}{\sqrt{\beta^2 + \delta^2}} \cos(\varphi_{o\perp} + \varphi_2) - e^{-(\beta - \alpha)d} \right. \\ \left. \times \left[1 + \rho_{o\perp}^2 \frac{\beta - \alpha}{\beta + \alpha} e^{-2\alpha d} - 2 \rho_{o\perp} \frac{\beta - \alpha}{\sqrt{\beta^2 + \delta^2}} \cos(\delta d + \varphi_{o\perp} + \varphi_2) e^{-\alpha d} \right] \right]$$

- si le champ électrique est parallèle au plan d'incidence :

$$(V.56.) \quad g_{\parallel}^{-}(\gamma, d) = \frac{e^{-\alpha d}}{|D_{\parallel}|^2} \\ \times \left[1 + \rho_{o\parallel}^2 \frac{\beta - \alpha}{\beta + \alpha} - 2 \rho_{o\parallel} \frac{\beta - \alpha}{\sqrt{\beta^2 + \delta^2}} \cos(\varphi_{o\parallel} + \varphi_2) f(i_1) - e^{-(\beta - \alpha)d} \right. \\ \left. \times \left[1 + \rho_{o\parallel}^2 \frac{\beta - \alpha}{\beta + \alpha} e^{-2\alpha d} - 2 \rho_{o\parallel} \frac{\beta - \alpha}{\sqrt{\beta^2 + \delta^2}} f(i_1) \cos(\delta d + \varphi_{o\parallel} + \varphi_2) e^{-\alpha d} \right] \right]$$

Nous avons posé : $\beta = 1/L$ et l'angle φ_2 qui apparaît dans ces formules, est défini par la relation :

$$\cos \varphi_2 = \frac{\beta}{\sqrt{\beta^2 + \delta^2}} \quad (V.57.)$$

Ces calculs ont fait l'objet d'une publication citée à la référence (46).

C H A P I T R E VI.

APPLICATION DU SCHEMA THEORIQUE AUX COUCHES MINCES D'OR. DETERMINATION DE LA PROFONDEUR D'EXTRACTION DES PHOTOELECTRONS.

Dans ce chapitre, nous appliquons les résultats théoriques précédents au calcul de la variation du rendement quantique des couches minces d'or avec leur épaisseur. La réalisation de ce calcul est indiquée en annexe. Pratiquement, il suffit de connaître les valeurs des indices optiques n et k du métal, n_2 du support, l'angle d'incidence i_0 et la polarisation de l'onde incidente ainsi que la valeur de la profondeur d'extraction des photoélectrons dans le métal, pour déterminer la variation cherchée. Tous ces paramètres sont connus ou mesurés dans des expériences préliminaires, sauf la valeur de la profondeur d'extraction L pour chaque énergie d'excitation $h\nu$. Nous effectuons donc les calculs en donnant à L un ensemble de valeurs arbitraires choisies dans le domaine $(0. 100 \text{ \AA})$, qui contient, ainsi que nous le verrons, les valeurs expérimentales effectives. La comparaison des courbes expérimentales avec les courbes théoriques $g(d)$ nous fournira, lorsque le schéma proposé peut être retenu, différentes méthodes pour évaluer la profondeur d'extraction des photoélectrons.

VI.1. ANALYSE DES COURBES THEORIQUES DE LA VARIATION DU RENDEMENT QUANTIQUE AVEC L'ÉPAISSEUR DES COUCHES :

VI.1.1. Les points d'accord de la théorie avec l'expérience.

Les figures (32) et (33) représentent la variation relative des rendements quantiques $Y^+(d)$ et $Y^-(d)$ avec l'épaisseur. Nous avons porté sur l'axe des ordonnées les quantités :

$$g^+(d) = \frac{Y^+(d)}{Y^+(\infty)} \quad \text{et} \quad g^-(d) = \frac{Y^-(d)}{M Y^+(\infty)}$$

Les courbes définies par les équations (V.53) à (V.56) ont été tracées pour une longueur d'onde de 2804 Å et une valeur de la profondeur d'extraction de 30 Å. Par comparaison de ces courbes théoriques avec les courbes expérimentales obtenues pour cette même longueur d'onde (figures 21, 22, 26 et 27), nous pouvons retenir les points d'accord suivants :

1°- Si l'onde incidente arrive sur la face libre de la couche :

a- Cas des couches de grandes épaisseurs : absence d'effet vectoriel :

Les rendements quantiques pour les deux polarisations de la lumière, deviennent indépendants de l'épaisseur de la lame lorsque celle-ci est supérieure à 500 Å.

Le rapport : $g^+(d) = \frac{Y^+(d)}{Y^+(\infty)}$ est alors très voisin de 1.

Nous pouvons en conclure qu'une couche mince d'or a un rendement identique à celui d'une couche semi-infinie possédant les mêmes propriétés optiques lorsque son épaisseur est supérieure à 500 Å.

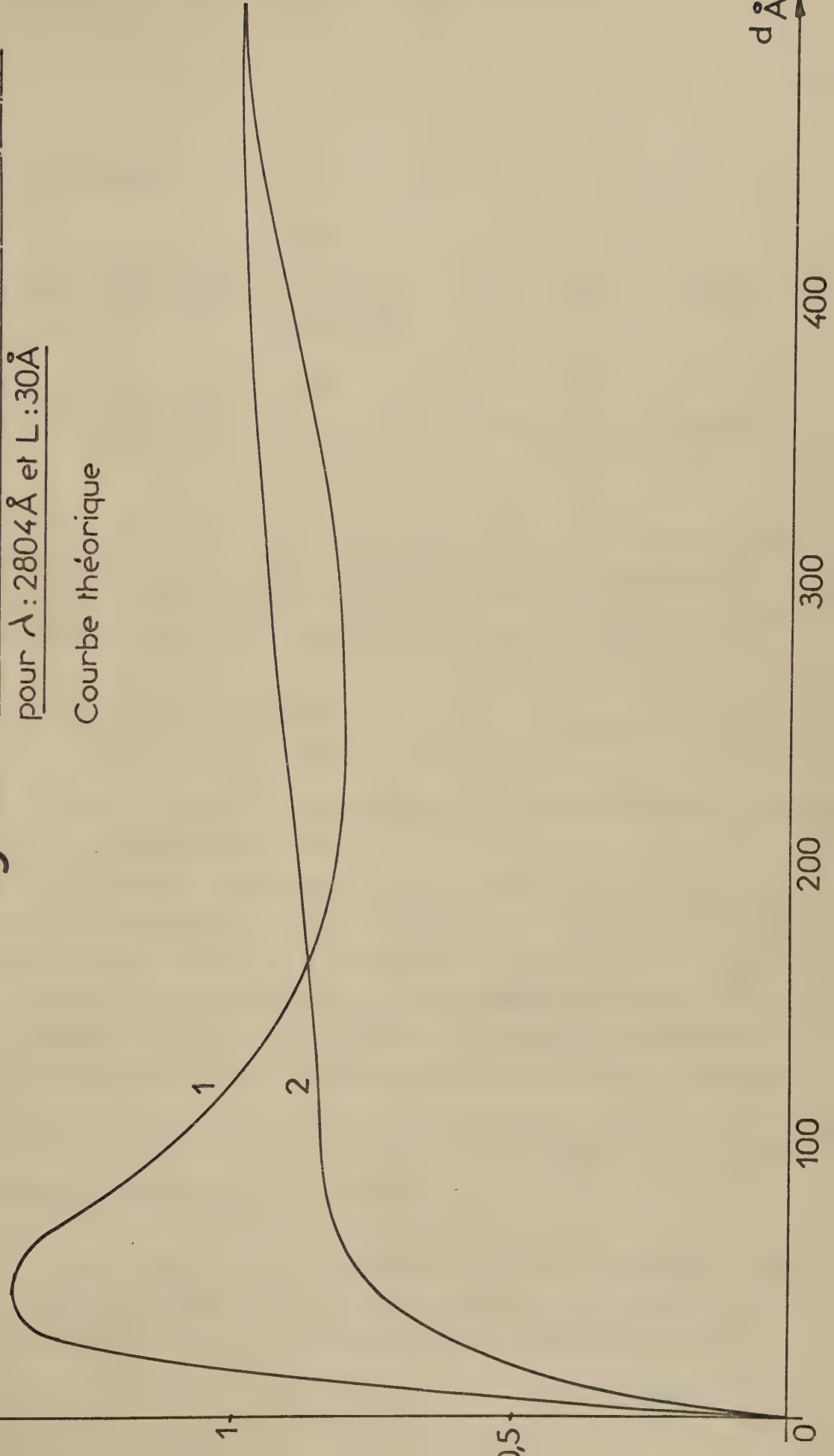
Considérons alors l'expression des rendements quantiques d'une couche "semi infinie" ($d > 500 \text{ Å}$), pour les deux polarisations de la lumière :

$\Delta g''(d) \text{ \AA}$
 $g_1^+(d) \text{ \AA}$

fig. 32

Variation relative du rendement quantique $\gamma^*(d)$
pour $\lambda: 2804 \text{ \AA}$ et $L: 30 \text{ \AA}$

Courbe théorique



D'après la formule (V. 50) :

$$Y_{\perp}^{+}(\infty) = \frac{\alpha(1 - R_o)}{K(1/L + \alpha)} \left[\int_{h+h_o}^{\infty} \frac{\alpha W}{W_o} \Pi(W, 0) dW \right]_{\perp} \quad (\text{VI.1.})$$

$$Y_{//}^{+}(\infty) = \frac{\alpha(1 - R_o)}{K(1/L + \alpha)} \left[\int_{h+h_o}^{\infty} \frac{\alpha W}{W_o} \Pi(W, 0) dW \right]_{//} \quad (\text{VI.2.})$$

S'il n'existe pas d'effet vectoriel, c'est à dire si les quantités entre crochets sont au premier ordre identiques pour les deux polarisations de la lumière, le rapport des rendements $Y_{\perp}^{+}(\infty)$ et $Y_{//}^{+}(\infty)$, pour la fréquence du rayonnement incident, ne dépend que des propriétés optiques de la couche :

$$\frac{Y_{\perp}^{+}(\infty)}{Y_{//}^{+}(\infty)} = \frac{1 - R_{o\perp}}{1 - R_{o//}} \quad (\text{VI.3.})$$

$R_{o//}$ et $R_{o\perp}$ sont les coefficients de réflexion en intensité du dioptré vide-métal pour les deux polarisations.

La formule précédente a été vérifiée expérimentalement par M. Pauty (3) : le rapport des rendements est égal à 0,35 pour une incidence de 70° dans le domaine spectral étudié. La couche absorbe moins de photons lorsqu'elle est éclairée par une onde polarisée dans une **direction** perpendiculaire au plan d'incidence, que dans le cas où elle est polarisée parallèlement à ce plan, le rendement quantique $Y_{//}^{+}(\infty)$ est toujours supérieur au rendement $Y_{\perp}^{+}(\infty)$.

Nos calculs, comme nos expériences, confirment les résultats de M. Pauty.

b- Cas des couches minces : $0 < d < 500 \text{ \AA}$:

Lorsque le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence, notre calcul prévoit l'existence d'un maximum du rendement au voisinage d'une épaisseur de $50 \text{ \AA}$ et d'un minimum sensible pour une épaisseur de $250 \text{ \AA}$.

Ces deux particularités n'apparaissent pas lorsque le champ électrique est parallèle au plan d'incidence. La variation du rendement est alors monotone.

Notre calcul rend donc bien compte des différences d'allures des courbes $Y(d)$ pour les deux polarisations de la lumière.

Dans le cas d'une couche "semi infinie", le rendement quantique dépend en premier lieu du nombre de photons qui pénètrent dans la couche et donc du coefficient de réflexion $R_0 = \rho_0^2$ du dioptré vide-métal. Dans le cas d'une couche mince, le rendement va dépendre aussi du nombre de photons réfléchis sur le second dioptré métal-support.

Ainsi, les différences d'allures observées entre les courbes $Y_{\perp}^+(d)$ et $Y_{//}^+(d)$ ne sont-elles imputables qu'aux valeurs des coefficients de réflexion très différents, des dioptrés vide-métal et métal-support pour les deux polarisations de la lumière.

($\rho_{0//}^2$ et $\rho_{0\perp}^2$ sont inférieurs à 0,2, alors que $\rho_{0+}^2 = 0,65$ et $\rho_{0\perp}^2 = 0,36$).

Comme pour les couches semi infinies, nous dirons que le rapport des rendements quantiques $Y_{\perp}^+(d)$ et $Y_{//}^+(d)$ ne dépend en l'absence d'effet vectoriel, que des propriétés optiques de la couche et de la profondeur d'extraction des photoélectrons. Ceci se traduit par la formule :

$$\frac{Y_{\perp}^+(d)}{Y_{//}^+(d)} = \frac{(1 - R_{0\perp})}{(1 - R_{0//})} \times \frac{g_{\perp}^+(d)}{g_{//}^+(d)} \quad (\text{VI. 4.})$$

2°- Si la couche est éclairée à travers son support :

Nous avons porté sur la figure (33) les quantités :

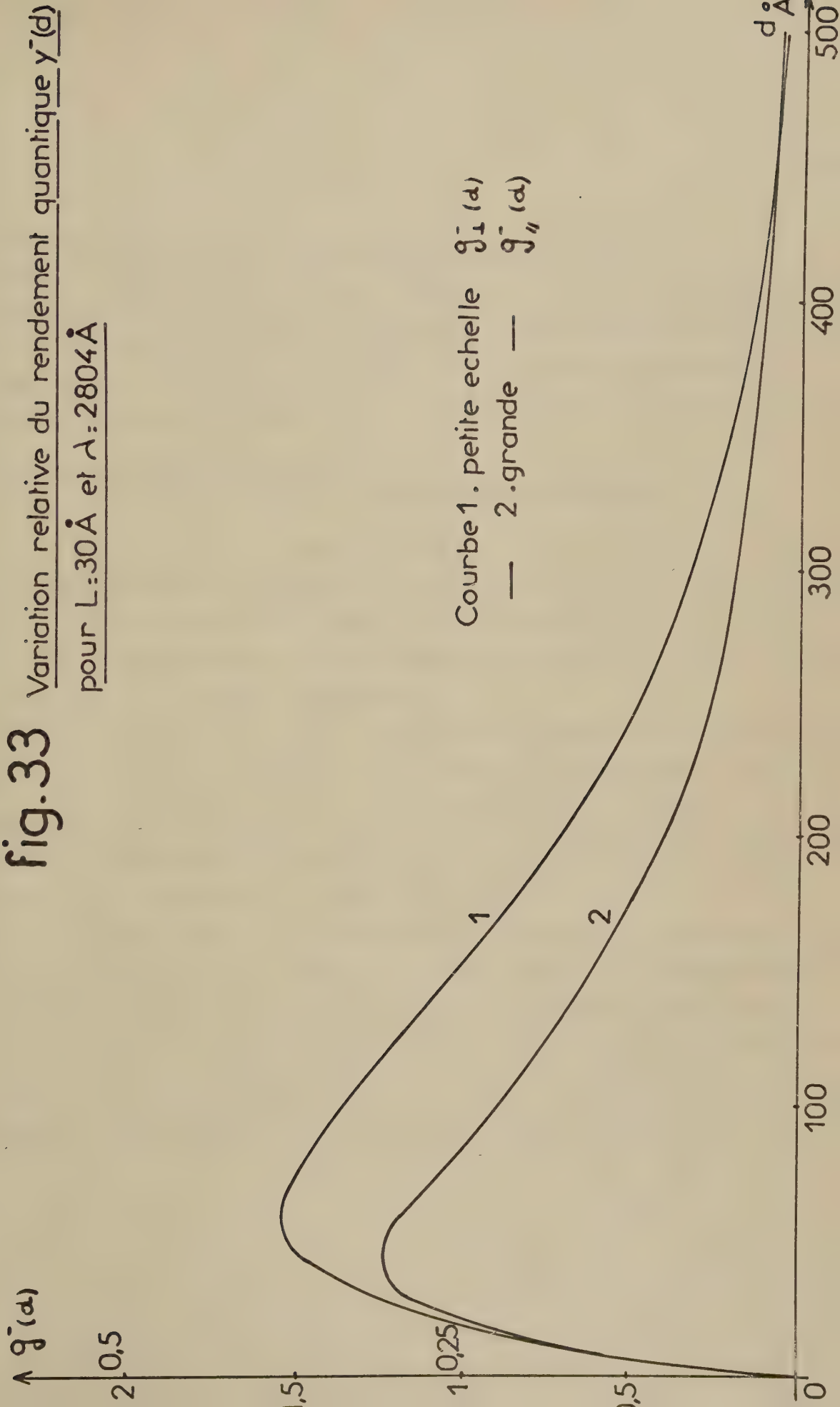
$$g_{\perp}^-(d) = \frac{Y_{\perp}^-(d)}{M \cdot Y_{\perp}^+(\infty)} \quad \text{et} \quad g_{//}^-(d) = \frac{Y_{//}^-(d)}{M \cdot Y_{//}^+(\infty)}$$

Les fonctions $g_{\perp}^-(d)$ et $g_{//}^-(d)$, sont ici calculées pour une longueur d'onde de $2804 \text{ \AA}$ et pour une valeur de la profondeur d'extraction de $L = 30 \text{ \AA}$.

Ces quantités sont proportionnelles aux rendements quantiques correspondants : $Y_{\perp}^-(d)$ et $Y_{//}^-(d)$.

fig.33

Variation relative du rendement quantique $\gamma^-(d)$
pour $L:30\text{\AA}$ et $\lambda:2804\text{\AA}$



Nous voyons que les deux courbes passent par un maximum distinct pour des épaisseurs voisines de $50 \text{ \AA}$. Leur allure est en accord avec les courbes expérimentales correspondantes. Nous pouvons comme précédemment justifier les différences de rendement observées pour les deux polarisations de la lumière par les valeurs distinctes des coefficients de réflexion des différents dioptrés qui limitent les lames.

VI.1.2. Points de désaccord de la théorie avec l'expérience :

Notre calcul ne peut rendre compte de certaines valeurs anormalement élevées des rendements quantiques des couches de très faibles épaisseurs ($d < 20 \text{ \AA}$). Ceci n'a rien d'étonnant, puisque notre schéma n'est applicable qu'aux couches homogènes et continues limitées par deux faces sensiblement planes et parallèles.

Il paraît certain que les couches de plus faibles épaisseurs que nous avons obtenues ne sont pas continues, mais lacunaires. Ce fait, nous l'avons vu, est révélé par la déformation des images électroniques fournies par la caméra électronique. Les valeurs élevées des quatre rendements quantiques dénotent l'existence d'un phénomène qui est indépendant du sens de propagation de la lumière et de sa polarisation. (34)

Ce phénomène peut être dû ou à une absorption anormale des couches pour ces épaisseurs indiquée par Rouard et ses collaborateurs, ou à l'intervention d'un effet photoélectrique de surface, lié à la forme des grains comme l'a indiqué Meessen (40). Il peut aussi être attribué à un effet de champ : les couches contenant des grains métalliques isolés, les charges positives abandonnées par les électrons émis, peuvent créer localement des champs électriques très importants qui facilitent la sortie des électrons.

VI.2. DETERMINATION EXPERIMENTALE

DE LA PROFONDEUR D'EXTRACTION DES PHOTO-ELECTRONS :

VI.2.1. Détermination de la profondeur d'extraction L par comparaison des courbes expérimentales avec les courbes théoriques.

Nous venons d'établir une correspondance qualitative entre nos calculs et les résultats de l'expérience. Il apparaît que les variations du rendement quantique avec l'épaisseur des couches sont représentées en première approximation par les variations des fonctions d'épaisseurs définies au chapitre précédent.

Le calcul des quatre fonctions d'épaisseurs $g_{\perp}^{+}(d)$, $g_{\parallel}^{+}(d)$, $g_{\perp}^{-}(d)$ et $g_{\parallel}^{-}(d)$ pour diverses valeurs de la profondeur d'extraction, permet de connaître en outre l'influence de L sur le rendement quantique.(fig.

Réciproquement, en situant les valeurs expérimentales des quatre rendements $Y_{\perp}^{+}(d)$, $Y_{\parallel}^{+}(d)$, $Y_{\perp}^{-}(d)$ et $Y_{\parallel}^{-}(d)$, par rapport aux quantités précédentes, nous pouvons déduire la valeur de la profondeur d'extraction pour les longueurs d'onde étudiées.

Cette méthode de mesure de L nous a fourni les résultats suivants :

λ Å	2483	2654	2804	3021
L Å	15	20	30	40

L'utilisation de la caméra électronique pour la mesure des rendements quantiques nous a permis de déterminer simultanément pour la même couche, deux des quatre rendements quantiques pour l'ensemble des longueurs d'onde des raies ultraviolettes du spectre d'une lampe à vapeur de mercure. Ce dispositif s'avère ici très précieux, car il nous permet d'une part, d'éviter un certain nombre d'erreurs systématiques (l'état de surface est identique pour les quatre rendements), et d'autre part, de situer le déplacement des maxima du rendement plus facilement, car toutes les raies apparaissent sur le même cliché.

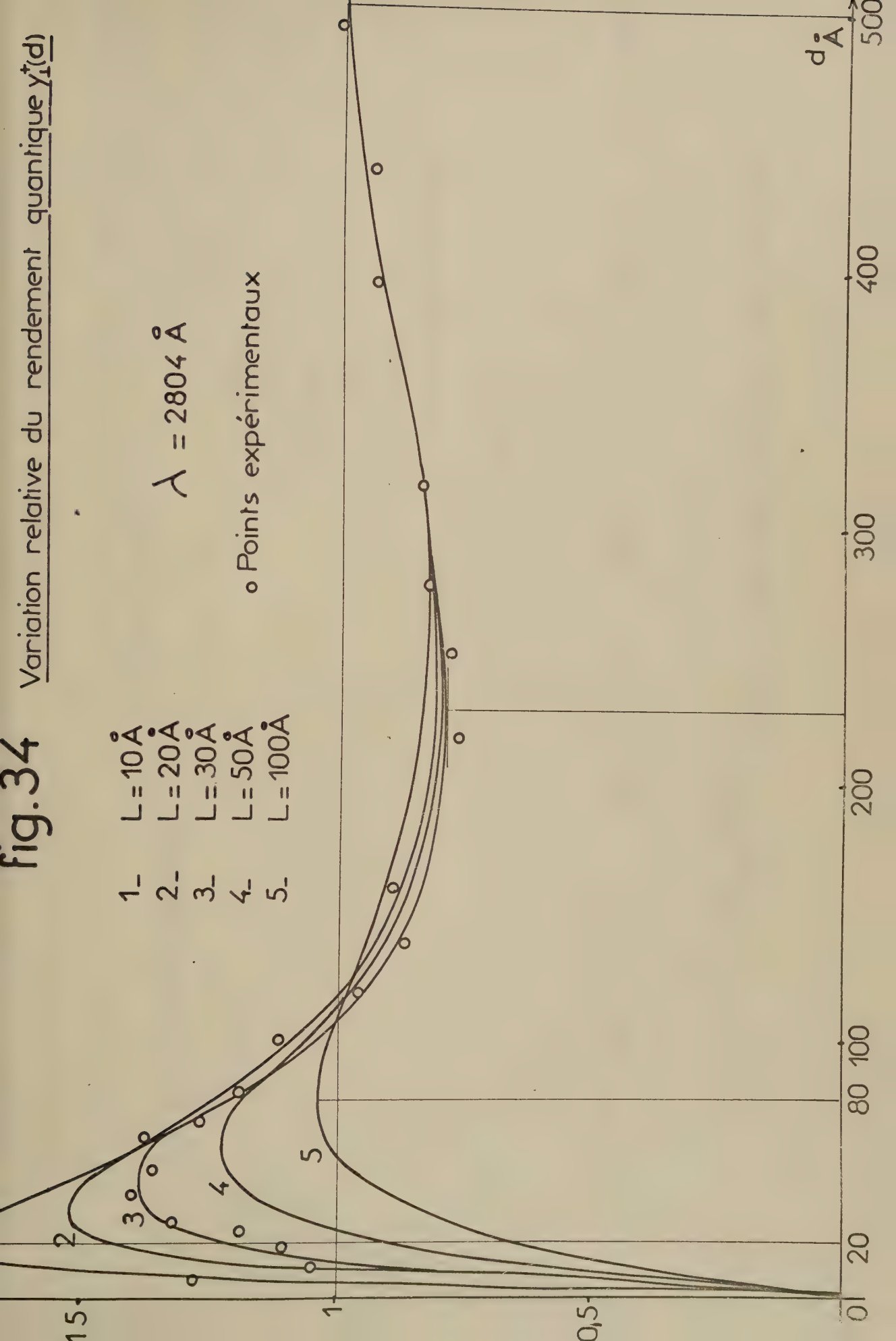
fig. 34

Variation relative du rendement quantique $\gamma_1^*(d)$

- 1- $L = 10 \text{ \AA}$
- 2- $L = 20 \text{ \AA}$
- 3- $L = 30 \text{ \AA}$
- 4- $L = 50 \text{ \AA}$
- 5- $L = 100 \text{ \AA}$

$$\lambda = 2804 \text{ \AA}$$

○ Points expérimentaux



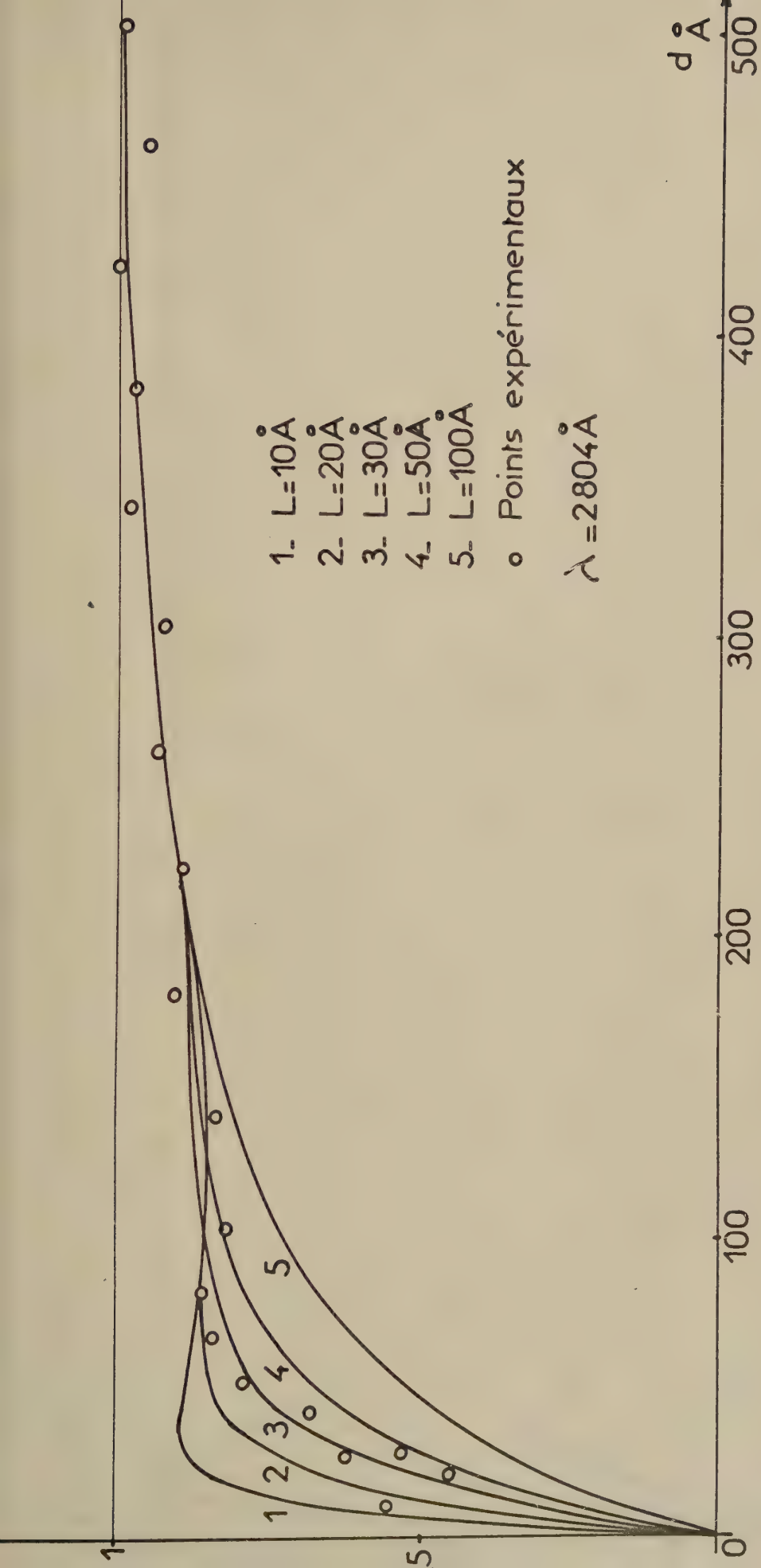


fig.35 Variation relative du rendement quantique $Y_r(d)$

fig.36

Variation relative du rendement quantique $\bar{y}_1(d)$

$$\lambda = 2804 \text{ \AA}$$

- 1- $L = 10 \text{ \AA}$
- 2- $L = 20 \text{ \AA}$
- 3- $L = 30 \text{ \AA}$
- 4- $L = 50 \text{ \AA}$

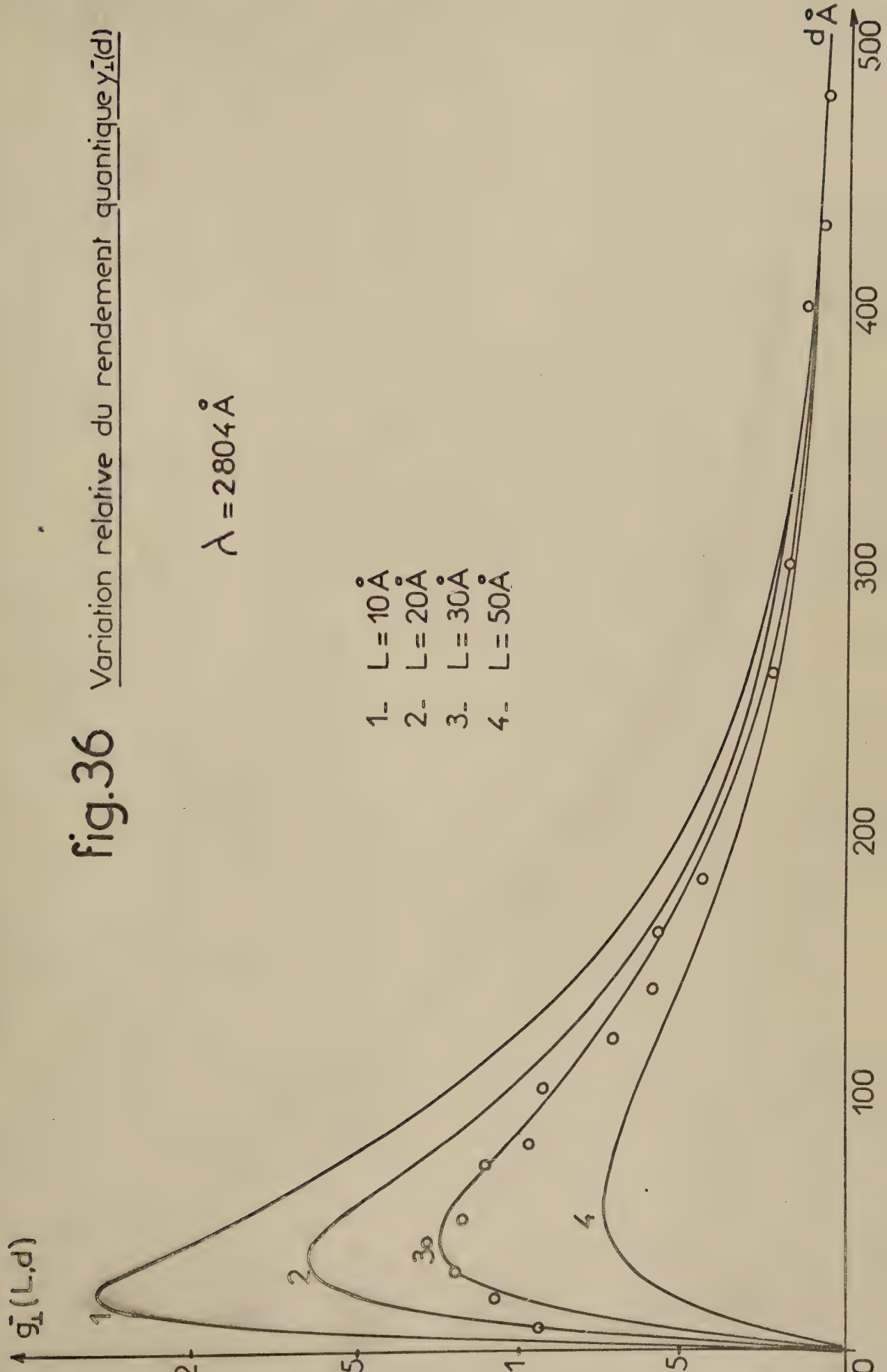
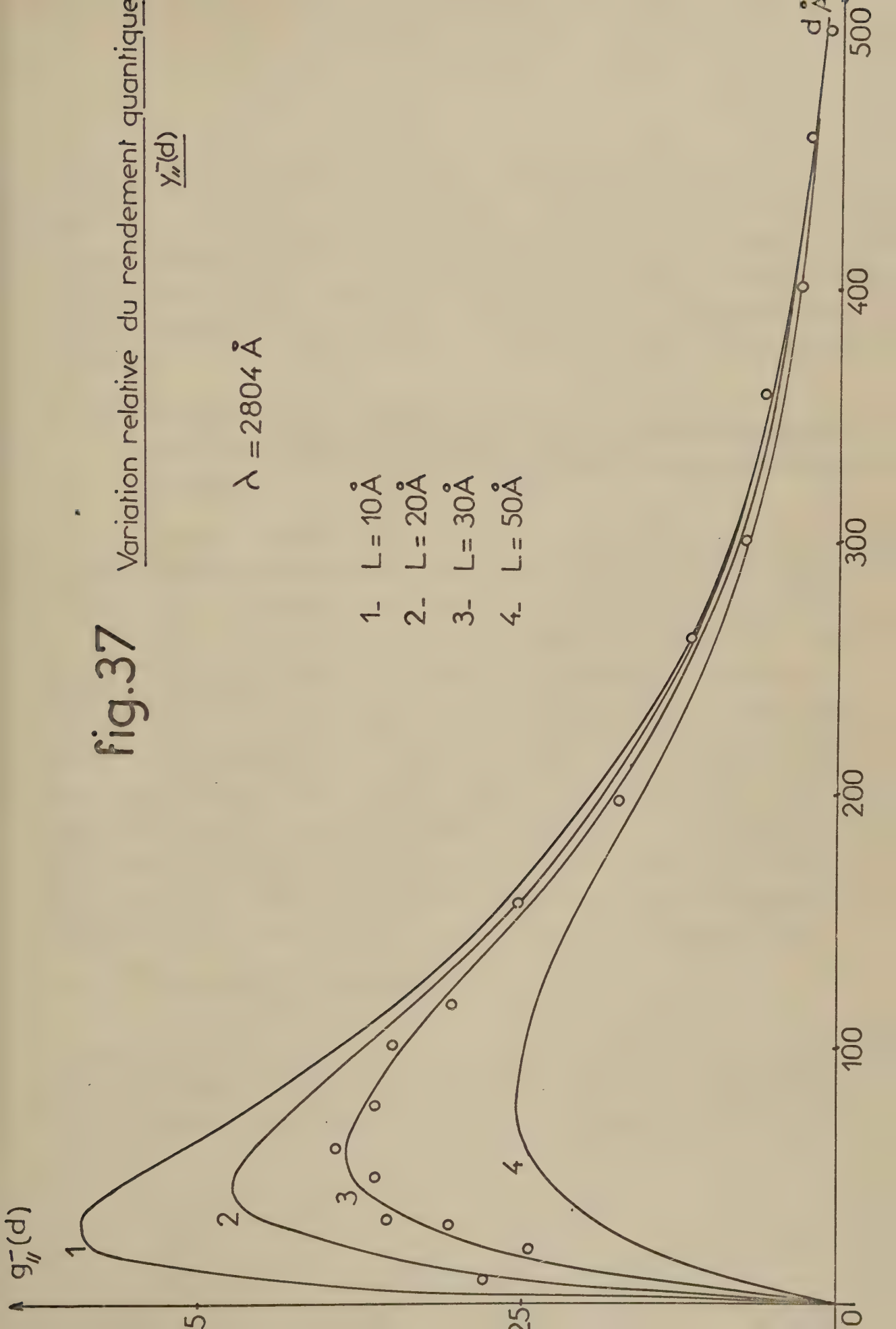


fig.37

Variation relative du rendement quantique
 $\overline{Y''(d)}$

$\lambda = 2804 \text{ \AA}$

- 1- $L = 10 \text{ \AA}$
- 2- $L = 20 \text{ \AA}$
- 3- $L = 30 \text{ \AA}$
- 4- $L = 50 \text{ \AA}$



La méthode que nous proposons ici a des avantages évidents sur celle que nous avons exposée au cours du premier chapitre. Elle fait appel à un ensemble de quatre mesures simultanées et indépendantes. Il en résulte une diminution de l'erreur statistique, car chaque méthode prise indépendamment, ne peut fournir une détermination de L à mieux de $10 \text{ \AA}$ près. Le fait que les quatre valeurs obtenues convergent, nous assure de la validité des mesures et du modèle préconisé.

VI.2.2. Détermination de la profondeur d'extraction à partir de la mesure du rapport des rendements quantiques pour les deux sens de propagation de la lumière.

Dans les méthodes précédentes, nous déterminons principalement la hauteur et l'emplacement des maxima des courbes de variation des rendements quantiques avec l'épaisseur. Lorsque nous avons commencé ce travail, nous n'avions pas encore montré que ces maxima étaient caractéristiques de la valeur de la profondeur d'extraction et de plus, nous n'étions pas certains que les couches minces obtenues pouvaient répondre au modèle idéal décrit plus haut. C'est en fait, l'accord des courbes expérimentales et des courbes théoriques $Y(d)$ qui nous a confirmé que ces conditions étaient réalisées. C'est pourquoi dans un premier temps, nous avons déterminé les valeurs de L pour différentes énergies de photons à partir d'une méthode voisine de celle préconisée par Szees Moll et Sugano (I.3.3.). Nous avons interprété nos résultats à l'aide d'une théorie simplifiée (67). Nous décrirons ici cette méthode d'une manière plus rigoureuse en nous fondant sur les résultats théoriques du chapitre (V).

VI.2.2.1. Description de la méthode :

L'introduction de la profondeur d'extraction des photoélectrons $L = 1/\beta$, nous a permis d'exprimer les rendements quantiques d'une couche mince pour les deux sens de propagation de la lumière, à l'aide des expressions suivantes :

- Pour un éclairage sur la face libre de la couche :

$$Y^+(\nu, d) = \frac{Q(i_o) m^+}{\alpha + 1/L} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} K(W) \cdot \overline{H}(W, 0) dW \right] g^+(\nu, d) \quad (\text{VI.5})$$

- Pour un éclairage de la couche à travers son support :

$$Y^-(\nu, d) = \frac{Q(i_o) m^-}{1/L - \alpha} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} K(W) \overline{H}(W, 0) dW \right] g^-(\nu, d) \quad (\text{VI.6.})$$

Le facteur $Q(i_o)$ et l'ensemble des paramètres figurant dans l'intégrale entre crochets étant indépendants du sens de propagation de la lumière, le rapport Y^+/Y^- a pour expression :

$$\frac{Y^+}{Y^-}(\nu, d) = \frac{m^+}{m^-} \times \frac{\beta - \alpha}{\beta + \alpha} \times \frac{g^+}{g^-}(\nu, d) \quad (\text{VI.7.})$$

Le rapport des rendements quantiques Y^+ et Y^- ne dépend plus que des propriétés optiques de la couche et de la profondeur d'extraction des photo-électrons. Il est à noter que tous les paramètres qui pouvaient dépendre de l'état de surface des couches sont éliminés.

Les conditions d'évaporation des couches seront par conséquent moins impératives que dans les méthodes précédentes.

En utilisant les formes réduites des fonctions d'épaisseur, définies en appendice, nous pouvons écrire :

$$g^+/g^-(\nu, d) = \frac{1 - k_1^+ e^{-(\alpha+\beta)d} + k_2^+ \cos(\delta d + \phi^+) e^{-\alpha d} + k_3^+ e^{-2\alpha d}}{k_1^- e^{-(\beta+\alpha)d} (1 + k_3^- e^{-2\alpha d} - k_2^- \cos(\delta d + \phi^+) e^{-\alpha d})} e^{\alpha d} \quad (\text{VI.8.})$$

Les différents coefficients k_i qui apparaissent ici sont fonction des paramètres optiques de la couche, mais aussi de la profondeur d'extraction L .

Dans le cas des couches minces, ce rapport est donc très complexe. Cependant, dès que l'épaisseur de la couche est de l'ordre de grandeur de $1/\alpha$, l'expression précédente se simplifie et prend la forme :

$$\frac{g^+}{g^-}(\gamma, d) = \frac{1}{k_1^-} e^{\alpha d} \quad (\text{VI.9.})$$

Si le champ électrique de l'onde incidente est perpendiculaire au plan d'incidence :

$$k_{\perp 1}^- = 1 + \rho_0^2 \frac{\beta - \alpha}{\beta + \alpha} - 2 \rho_0 \frac{\beta - \alpha}{\sqrt{\beta^2 + \alpha^2}} \cos(\varphi_{0\perp} + \varphi_2) \quad (\text{VI.10})$$

S'il est parallèle au plan d'incidence :

$$k_{\parallel 1}^- = 1 + \rho_0^2 \frac{\beta - \alpha}{\beta + \alpha} - 2 \rho_0 \frac{\beta - \alpha}{\sqrt{\beta^2 + \alpha^2}} \cos(\varphi_{0\parallel} + \varphi_2) f(i_1) \quad (\text{VI.11})$$

L'ensemble de ces coefficients a été défini au chapitre V.

Pratiquement, dès que l'épaisseur de la couche est de l'ordre de grandeur de la profondeur d'atténuation ($1/\alpha$) des photons, le rapport des rendements quantiques pour les deux sens de propagation de la lumière s'exprime par :

$$Y^+/Y^-(\gamma, d) = \frac{m^+}{m^-} \times \frac{\beta - \alpha}{\beta + \alpha} \frac{1}{k_1^-} e^{\alpha d} \quad (\text{VI.12.})$$

Exprimée sous forme logarithmique la formule précédente devient :

$$\text{Log} \left(\frac{Y^+}{Y^-} \times \frac{m^-}{m^+} \right) = \alpha d + \text{Log} \frac{\beta - \alpha}{\beta + \alpha} + \text{Log} \frac{1}{k_1^-}$$

Par conséquent, la mesure du rapport Y^+/Y^- en fonction d'épaisseurs croissantes supérieures à $1/\alpha$ peut conduire lorsque les propriétés optiques des lames sont connues :

1- à la connaissance de α par la mesure du coefficient angulaire de la droite $\text{Log}(Y^+/Y^-)$,

2- à la connaissance de L par la mesure de l'abscisse à l'origine d_0 de la droite précédente :

$$d_0 = -1/\alpha \operatorname{Log} \frac{\beta - \alpha}{\beta + \alpha} - 1/\alpha \operatorname{Log} 1/k_1^- \quad (\text{VI.13.})$$

VI.2.2.2. Recherche des conditions d'application de la méthode :

La résolution en $\beta = 1/L$ de l'équation (VI.13.) est théoriquement possible, puisque toutes les autres quantités sont connues, mais elle est pratiquement très complexe à réaliser de par la **présence** du coefficient k_1^- . Cependant, sous certaines conditions que nous allons préciser, le coefficient k_1^- peut être très voisin de 1 et la mesure de d_0 conduit directement à L.

En effet : si $k_1^- \approx 1$ et si $\beta \gg \alpha$:

$$d_0 \approx -1/\alpha \operatorname{Log} \frac{\beta - \alpha}{\beta + \alpha} \approx 2 L \quad (\text{VI.14.})$$

Pour obtenir un ordre de grandeur convenable de L, cette méthode est donc extrêmement rapide et moins délicate à réaliser expérimentalement que les méthodes précédentes pour lesquelles les conditions d'évaporation étaient plus strictes.

Le coefficient k_1^- d'après les équations (IV.11)(VI.12) est d'autant plus voisin de 1 que le coefficient de réflexion ρ_0 du dioptré vide-métal est plus faible. Cette condition est remplie dans le cas d'une couche métallique lorsque la vibration incidente est polarisée parallèlement au plan d'incidence et lorsque l'angle d'incidence choisi rend minimum ρ_0 ($i_0 \approx 70^\circ$). Les conditions expérimentales dans lesquelles nous opérons ($i_0 = 65^\circ$), sont très proches des conditions idéales. Pour préciser ce point, nous avons calculé les termes k_1^- et k_1^+ , pour une longueur d'onde moyenne de 2804 Å et pour différentes valeurs de L. Les résultats sont consignés dans le tableau ci-contre :

$L \text{ \AA}$	10	20	30	50
$k_{1\perp}^-$	2,94	2,69	2,45	2,02
$k_{1//}^-$	1,04	1,00	0,97	0,95

Nous voyons que dans la gamme des valeurs de L trouvées par la méthode précédente ($20 \text{ \AA} < L < 40 \text{ \AA}$), le terme $k_{1//}^-$ est très voisin de 1.

VI.4.2.3. Les résultats expérimentaux dans le cas de l'or :

En nous plaçant dans les conditions précédentes, nous déterminons expérimentalement la valeur du rapport des rendements Y^+ et Y^- . L'angle d'incidence choisi est de 65° et le vecteur champ électrique des ondes incidentes est parallèle au plan d'incidence. Les rendements Y^+ et Y^- sont des rendements quantiques par photon incident. Avec la caméra électronique, nous déterminons les nombres d'électrons N^+ et N^- qui participent aux courants photoélectriques lorsque la couche est éclairée par les flux de photons ϕ_o^+ et ϕ_o^- . On en déduit :

$$(Y^+/Y^-) = (N^+/N^-) \times (\phi_o^-/\phi_o^+) \quad (\text{VI.15.})$$

Dans le cas général, ϕ_o^+ et ϕ_o^- ne sont pas égaux puisque les raies projetées sur la photocathode proviennent de deux spectroscopes différents (+) et (-). Ces flux sont déterminés à l'aide d'une cellule à photocathode, SbCs_3 selon la méthode décrite au chapitre III. La précision sur le rapport des courants fournis par la cellule est de l'ordre de 2 %. La mesure du rapport N^+/N^- avec la caméra électronique s'effectue avec une précision inférieure à 5 %.

Par ailleurs, les résultats du calcul du rapport m^+/m^- en fonction des paramètres optiques (annexe II) nous donne la valeur :

$$\frac{m^+}{m^-} \approx 1,02$$

Nous considérerons donc par la suite, que, pour l'ensemble des longueurs d'onde, le produit $m^+/m^- \times 1/k_1$ est très voisin de 1. Ainsi pour l'or, le rapport des rendements s'exprime, lorsque l'épaisseur atteint une certaine valeur d_c , sous la forme :

$$\text{Log } (Y^+/Y^-)_{//} \approx \alpha d + \text{Log } \frac{\beta - \alpha}{\beta + \alpha} \approx \alpha d + 2 L. \quad (\text{VI. 16.})$$

Pour préciser la valeur de d_c , nous avons :

1. Tracé la courbe théorique $\text{Log } (Y^+/Y^-)_{//} = f(d)$
2. Tracé la droite $\text{Log } (Y^+/Y^-)_{//} = \alpha d + \text{Log } \frac{\beta - \alpha}{\beta + \alpha}$

avec :

$$\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} q \text{ et } \beta = 1/L$$

Les valeurs utilisées pour ces calculs sont $L = 30 \text{ \AA}$, $\lambda = 2804 \text{ \AA}$.

Ces deux courbes sont réunies sur la figure (38). Nous voyons qu'en toute rigueur, les deux courbes ne se confondent qu'à partir d'une épaisseur de $300 \text{ \AA}$, mais ne diffèrent que très peu (7 %) à partir de $100 \text{ \AA}$. Par conséquent, à la précision des mesures près, nous pouvons admettre que la formule (VI. 15) est valable dès que l'épaisseur dépasse la valeur $d_c = 100 \text{ \AA}$.

Nous avons ensuite vérifié le degré d'accord entre la courbe théorique (2) précédente et la courbe expérimentale pour $\lambda = 2804 \text{ \AA}$. La valeur α_{exp} , trouvée en portant en abscisse les épaisseurs massiques des couches déterminées à l'aide du quartz piezoélectrique, diffèrait de la valeur théorique α_{th} calculée d'après la formule $\alpha_{\text{th}} = \frac{4\pi}{\lambda} q$. Le rapport moyen entre ces deux valeurs correspond sensiblement au coefficient de remplissage défini comme le rapport de l'épaisseur massique de la couche à son épaisseur optique.

Après correction de l'épaisseur massique par ce facteur, nous avons tracé l'ensemble des courbes expérimentales $\text{Log } (Y^+/Y^-) = f(d)$ pour différentes longueurs d'onde (fig. 39). La profondeur d'extraction déduite de l'abscisse à l'origine des droites est ainsi déterminée à environ $5 \text{ \AA}$ près, compte tenu de toutes les erreurs possibles.

Les résultats obtenus sont consignés dans le tableau suivant ; on voit qu'ils sont très voisins des résultats fournis par l'autre méthode :

$\overset{\circ}{A}$	2483	2653	2804	2893	3021
$L \overset{\circ}{A}$	15	20	30	35	42

VI.3. DISCUSSION DES RESULTATS OBTENUS :

L'accord entre la théorie et l'expérience montre qu'une loi de probabilité de sortie de l'électron de la forme : $\Pi = \Pi_0 e^{-z/L}$, peut rendre compte, au premier ordre, de la diffusion des photoélectrons dans l'or durant leur propagation vers la surface du métal. Nous avons démontré cette loi dans le cadre du transport balistique en supposant que tout électron qui a subi une seule diffusion perd une partie importante de son énergie d'excitation et ne peut plus participer au courant photoélectrique. Le fait que la profondeur d'extraction diminue quand l'énergie d'excitation augmente et les faibles valeurs de L trouvées ici confirment ces hypothèses de calcul. Il semble donc que la propagation des électrons dans le métal ne soit limitée principalement pour ces énergies (4 à 5 eV qu-dessus du niveau de Fermi), que par la diffusion des photoélectrons par les autres électrons de conduction.

En effet, l'énergie nécessaire à l'absorption ou à la création d'un phonon dans l'or est très faible. Elle est donnée approximativement par la formule : $\Delta W = k\theta$ où k est la constante de Boltzmann et θ la température de Debye. Pour l'or $\theta \approx 175^\circ K$ et $\Delta W = 0,014 eV$. La diffusion électron-phonon appartient donc aux diffusions quasi-élastiques et la perte d'énergie de l'électron dans ces chocs n'est pas suffisante pour le desexciter. Le libre parcours l_p associé à cette diffusion peut être déduit de mesures de résistivité de couches minces de diverses épaisseurs d'après la théorie de Fuchs (48).

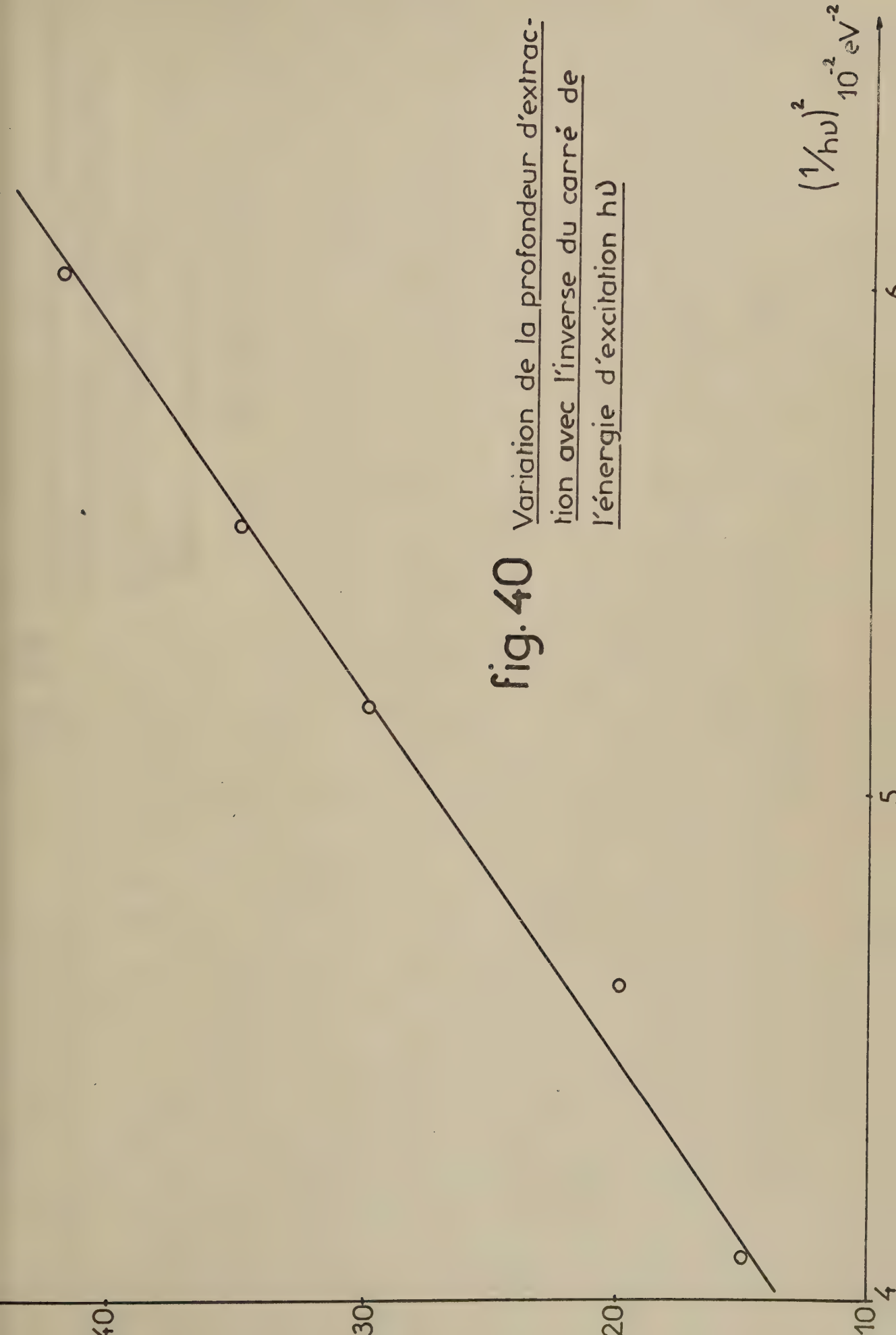


fig. 40

Variation de la profondeur d'extrac-
tion avec l'inverse du carré de
l'énergie d'excitation $h\nu$

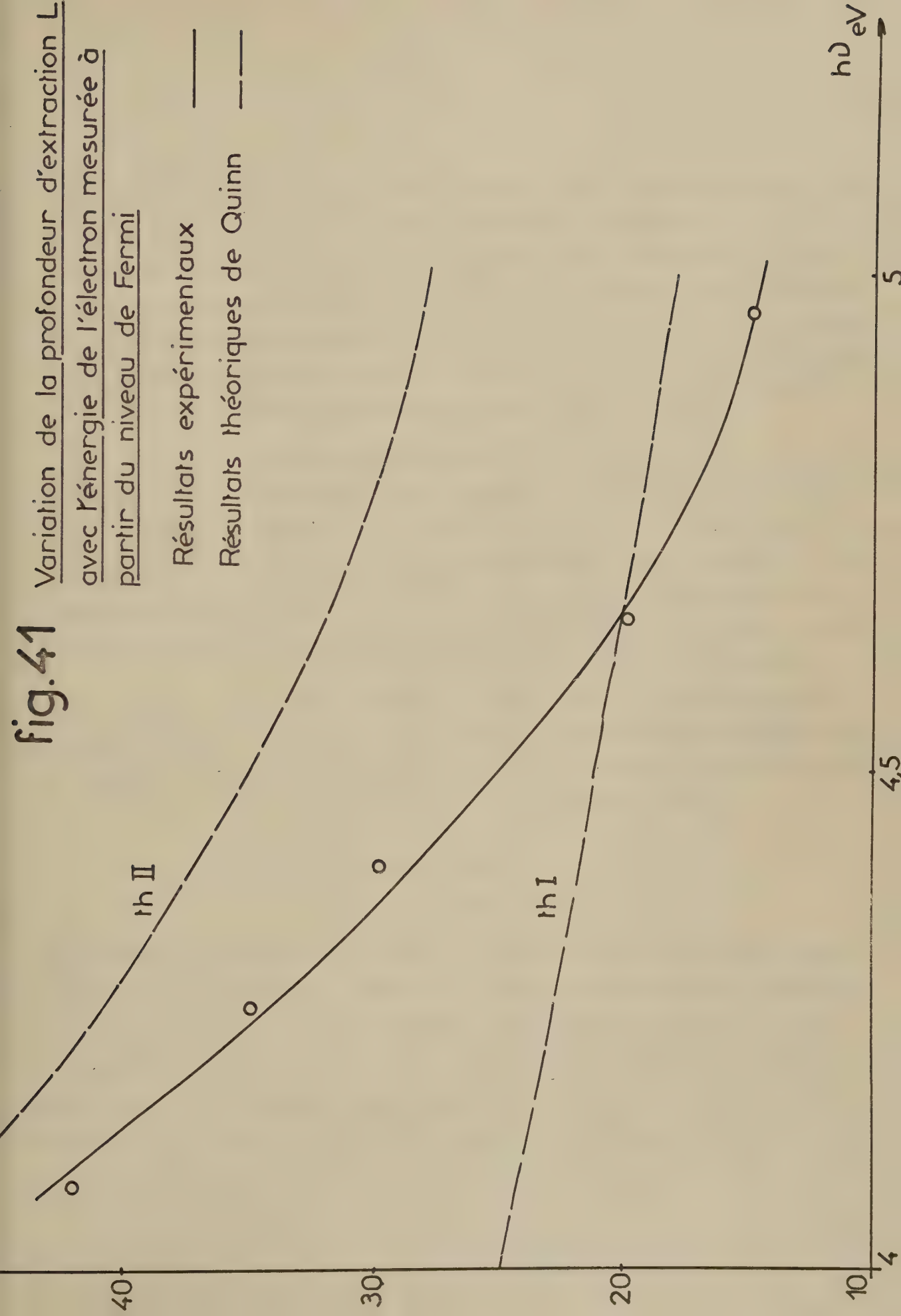
$$(1/h\nu)^2 \cdot 10^{-2} \text{ eV}^{-2}$$

fig. 41

Variation de la profondeur d'extraction L
avec l'énergie de l'électron mesurée à
partir du niveau de Fermi

Résultats expérimentaux

Résultats théoriques de Quinn



D'après Crowell et Sze (49), le libre parcours l_p dans les couches minces d'or évaporées serait d'environ 400 Å pour des énergies d'électrons de 1 eV au-dessus du niveau de Fermi. D'autre part, Wilson (50) a montré que l_p est une fonction croissante de l'énergie ($l_p \sim (W)^2$), si bien qu'aux énergies étudiées l_p serait de l'ordre de 1200 Å. Nous pouvons en conclure que dans nos expériences, la diffusion électron-phonon ne limitait pas le rendement quantique; Son action éventuelle modifie la direction de l'électron excité mais en moyenne, la distribution des vitesses des électrons excités, reste isotrope.

D'après les indications et les mesures données par Carillon et Gauthé (51), il existe des pertes caractéristiques d'énergie des électrons dans l'or, pour des énergies de 2,7 eV, 5,8 eV, 11,1 eV ... Dans le domaine d'énergie que nous avons étudié, seule la perte d'énergie qui se trouve à 2,7 eV peut être prise en considération. Elle peut provenir des interactions individuelles des électrons excités avec les autres électrons de conduction, ou d'interactions collectives résultant de la création d'oscillations de plasma.

Le calcul du libre parcours moyen l_e caractéristique de l'interaction électron-électron, a été réalisé notamment par Quinn (52), Sparks et Motisuki (53) : l_e varie en première approximation comme l'inverse du carré de l'énergie de l'électron, mesurée à partir du niveau de Fermi :

$$l_e \simeq \frac{1}{(W - \mu)^2} \simeq \frac{1}{(h\nu)^2}$$

Nos résultats vérifient bien une telle loi (courbe (40)) et se situent (courbe (41)), entre les valeurs qui résultent des deux théories de Quinn. La première théorie a été faite dans l'approximation des électrons libres et la seconde tient compte du potentiel d'écran dû à la bande des électrons d qui dans l'or, se situent à environ 2 eV au-dessous du niveau de Fermi. Il est donc possible d'envisager que la profondeur d'extraction que nous avons déterminée ici, s'identifie avec le libre parcours de la diffusion électron-électron l_e .

Sze (27) et Katrich (24) situaient L aux environs de $70 \text{ \AA}$ pour une énergie de 5 eV. Nous fournissons ici cinq valeurs de L pour des énergies qui s'échelonnent entre 4 et 5 eV. Elles sont très inférieures à celles des auteurs précédents, puisque voisines de $20 \text{ \AA}$.

Au cours de la rédaction de ce travail, nous avons pris connaissance des résultats de Kenter (31) qui situe L entre 35 et $30 \text{ \AA}$ pour des énergies comprises entre 5 et 7 eV. Ces résultats sont très voisins des nôtres, et ils en apportent la confirmation.

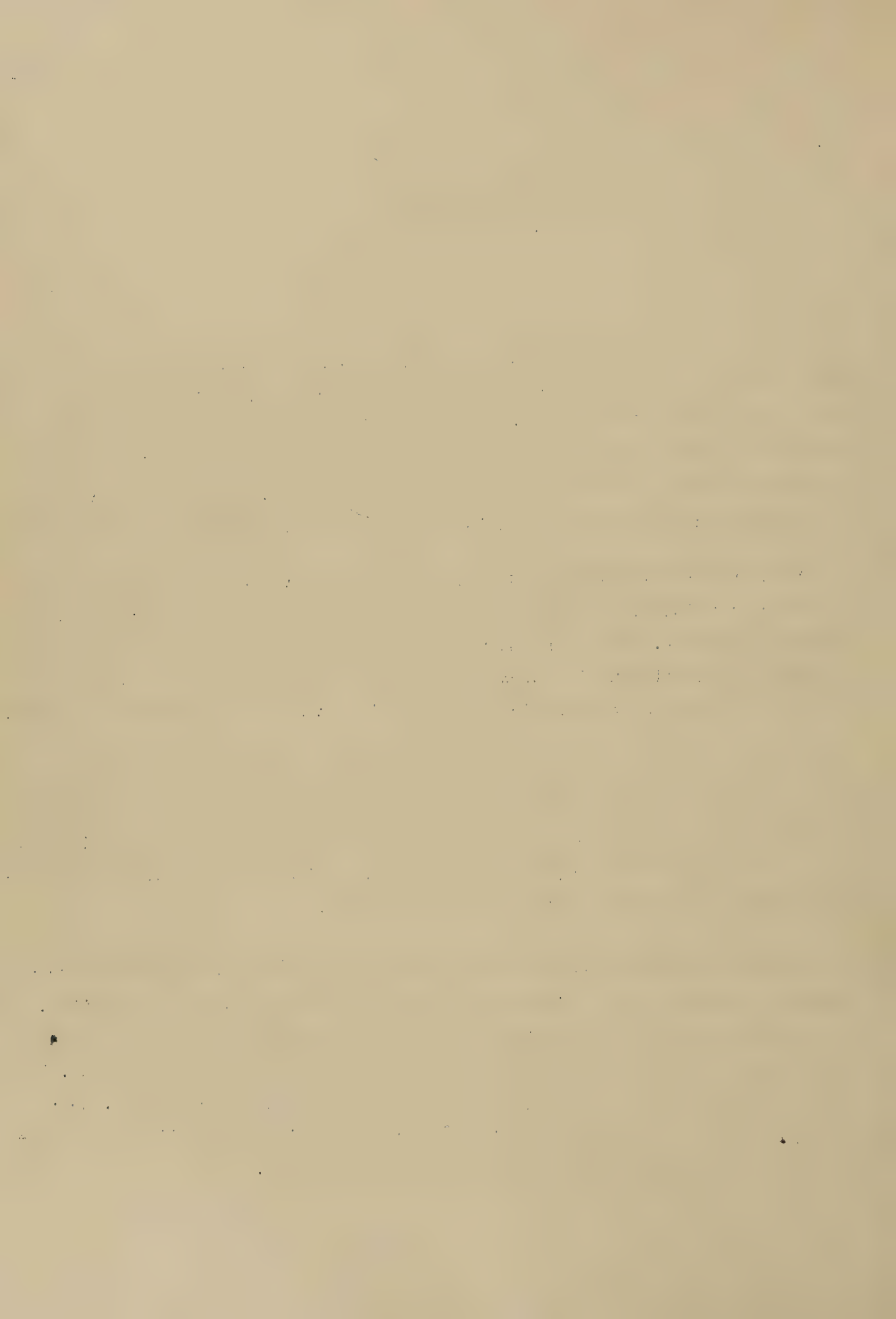
CONCLUSION

Pour déterminer les processus de diffusion des électrons chauds dans un métal, nous avons étudié la propagation, jusqu'à la surface d'une cathode métallique, des photoélectrons excités dans son volume. Nous avons mis au point diverses méthodes pour mesurer la profondeur d'extraction des photoélectrons et nous les avons appliquées à l'or. Nous résumerons ici les réponses aux différentes questions qui sont apparues lors de cette étude :

-1° Le support expérimental de ces méthodes consiste à déterminer la variation avec l'épaisseur du rendement quantique de couches minces évaporées sur un support amorphe. Nous avons mesuré les rendements quantiques de la couche par photon incident pour les deux polarisations principales de la lumière et pour ses deux sens de propagation à l'aide d'une caméra électronique Lallemand.

-2° Nous montrons que pour obtenir des résultats caractéristiques des propriétés optiques du métal et de la diffusion des électrons, il est nécessaire d'opérer sur des couches dont l'état de surface varie peu avec leur épaisseur. Ce fait nous a conduits à utiliser des vitesses d'évaporation élevées (10^3 Å/s) et sensiblement constantes d'une couche à l'autre.

-3° Nous avons mis en évidence des modes de variation très différents du rendement quantique avec l'épaisseur, suivant la polarisation de la lumière, pour ses deux sens de propagation. Divers auteurs avaient signalé l'existence d'un maximum du rendement quantique pour de faibles épaisseurs ($d = 50 \text{ Å}$). Ces auteurs avaient en fait, travaillé en lumière partiellement polarisée. Nous montrons ici que ce maximum est dû principalement à la contribution de la composante du champ électrique normale au plan d'incidence.



Il apparaît alors qu'il n'est pas utile de faire appel à des phénomènes complexes comme il avait été suggéré jusqu'à présent, (variation du travail d'extraction avec l'épaisseur ou intervention d'un effet photoélectrique de surface) pour interpréter ce maximum.

-4° Nous montrons qu'il est nécessaire, pour décrire la variation de l'émission photoélectrique avec l'épaisseur de la couche, de tenir compte des possibilités de réflexion multiples de l'onde incidente sur les deux faces de la lame. Nous effectuons ensuite le calcul du rendement quantique d'une couche métallique en assimilant la couche à une lame homogène continue et limitée par deux faces planes et parallèles.

-5° Dans le cas particulier des couches minces d'or, les résultats du calcul précédent rendent bien compte des phénomènes expérimentaux, sauf pour les couches de très faibles épaisseurs ($d < 20 \text{ \AA}$). Nous montrons qu'à ces épaisseurs, les couches sont le plus souvent lacunaires. Les conditions d'application de notre modèle ne sont plus réunies.

-6° Nous déterminons théoriquement l'influence de la valeur de la profondeur d'extraction sur le mode de variation du rendement quantique avec l'épaisseur des couches. Pour chaque longueur d'onde de la lumière incidente, nous calculons les courbes théoriques qui correspondent à diverses valeurs présumées de la profondeur d'extraction, pour les deux polarisations et les deux sens de propagation de la lumière. En comparant, dans chaque cas, les courbes calculées aux courbes expérimentales, nous obtenons ainsi quatre déterminations indépendantes de la profondeur d'extraction. Le fait que les quatre valeurs obtenues **coïncident**, aux erreurs d'expérience près, est une preuve de la validité de notre modèle.

-7° La profondeur d'extraction varie avec l'énergie des photons, de $15 \text{ \AA}$, pour une énergie de 5 eV, à $40 \text{ \AA}$ pour une énergie de 4 eV. Les faibles valeurs de la profondeur d'extraction et le sens de sa variation, font penser qu'un électron perd assez d'énergie dans un seul choc pour ne plus pouvoir sortir du métal.

La diffusion des photoélectrons se résume ainsi, pour de telles énergies d'excitation, aux interactions collectives ou individuelles des électrons de conduction du métal avec les photoélectrons. Il semble alors raisonnable d'assimiler la profondeur d'extraction pour un photon d'énergie $h\nu$, au libre parcours d'un électron d'énergie $h\nu + \mu$ (μ énergie de Fermi).

Nous avons mis au point ces méthodes de mesure de la profondeur d'extraction des photoélectrons sur des couches minces d'or, parce que nous en avons étudié au préalable, la structure et les propriétés optiques. Mais cette méthode pourra s'appliquer à tous les métaux pour lesquels on saura réaliser des couches minces reproductibles.

A N N E X E I.

REALISATION DU CALCUL DES VARIATIONS DU RENDEMENT QUANTIQUE AVEC L'ÉPAISSEUR DES COUCHES DANS LE CAS DE L'OR.

I. CHOIX DES PARAMÈTRES PRINCIPAUX :

Pour réaliser ces calculs, il convient de donner une valeur numérique à chacun des paramètres qui figurent dans les expressions des fonctions d'épaisseur $g_1(\lambda, d)$, données par les formules (V. 53. 54. 55.56).

Les paramètres principaux sont au nombre de six. Ce sont :

-1° Les constantes optiques de la lame et du support :

Les courbes (10) et (11) du chapitre II donnent la variation de l'indice optique $n_1 = n - ik$ des couches d'or en fonction de leur épaisseur et de la longueur d'onde du rayonnement incident. Nous constatons que n_1 varie peu autour de la valeur moyenne :

$$n_1 = 1,40 - 1,70 j \quad (n = 1,40, k = 1,70)$$

pour l'ensemble des longueurs d'onde.

Les lames minces d'or sont, en général, déposées sur un support de quartz amorphe dont l'indice reste égal à quelques centièmes près à $n_2 = 1,50$ dans tout le domaine spectral étudié.

-2° Les paramètres de l'onde incidente :

Les variations du rendement quantique avec l'épaisseur sont calculées pour diverses longueurs d'onde du spectre ultra-violet d'une lampe à vapeur de mercure :

$$\lambda = 2483 \text{ Å} \quad \lambda = 2654 \text{ Å} \quad \lambda = 2804 \text{ Å} \quad \lambda = 3021 \text{ Å}$$

L'angle d'incidence i_0 de l'onde électromagnétique sur la face libre de la couche ou sur son support est constant dans tout le spectre à 1 degré près

$$i_0 = 65^\circ$$

-3° La profondeur d'extraction $L(\gamma)$:

La profondeur d'extraction est le seul paramètre inconnu dans nos calculs. D'après les valeurs de la littérature résumées dans la courbe $L = f(h\gamma)$ de la fig. (5), il était raisonnable de penser que la valeur expérimentale effective de $L(\gamma)$ était comprise entre 10 et 100 Å, pour des énergies d'excitation de 4 à 5 eV. Nous avons donc effectué les calculs des fonctions d'épaisseur pour les valeurs suivantes de la profondeur d'extraction :

$$L(\gamma) = 10, 15, 20, 30, 50, 70, \text{ et } 100 \text{ Å.}$$

La comparaison des résultats théoriques et expérimentaux montre que la valeur réelle de $L(\gamma)$ se situe effectivement à l'intérieur de ces limites.

II. INTERMÉDIAIRES DE CALCUL :

Les six paramètres fondamentaux n , k , n_2 , i_0 , λ et $L(\gamma)$, permettent de calculer différents intermédiaires qui interviennent dans les expressions des fonctions d'épaisseur.

Ce sont :

1° Les paramètres p et q : ils caractérisent les propriétés optiques de la lame sous l'incidence i_0 . Ils sont définis à partir des indices n et k et de i_0 par les équations :

$$pq = nk$$

$$p^2 - q^2 = n^2 - k^2 - \sin^2 i_0$$

valeurs numériques précédentes :

$$n_1 \cos i_1 = p - jq = 1,28 - j 1,85$$

2° Les coefficients de réflexion en amplitude des dioptrés plans qui limitent la lame. Ils ont été déterminés à partir des formules de Fresnel :

$$r_{\perp} = \frac{n_1 \cos i_1 - n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} = \rho_{\perp} e^{-j\phi_{\perp}} \quad r_{//} = \frac{n_1 \cos i_2 - n_2 \cos i_1}{n_1 \cos i_2 + n_2 \cos i_1} = \rho_{//} e^{-j\phi_{//}}$$

$r_{\perp}$ et $r_{//}$ sont respectivement les coefficients de réflexion en amplitude pour les deux polarisations principales d'un dioptré plan séparant un milieu d'indice n_1 d'un milieu d'indice n_2 sur lequel arrive une onde plane sous l'incidence i_1 .

Les résultats numériques sont les suivants :

<u>Dioptré vide métal :</u> $r_0 = \rho_0 e^{-j\phi_0}$	$\left\{ \begin{array}{l} \rho_{0\perp} = 0, \\ \rho_{0//} = 0, \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} \phi_{0\perp} = -162^{\circ} 20' \\ \phi_{0//} = -82^{\circ} 07' \end{array} \right.$
<u>Dioptré métal support :</u> $r_1 = \rho_1 e^{-j\phi_1}$	$\left\{ \begin{array}{l} \rho_{1\perp} = 0,60 \\ \rho_{1//} = 0,42 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} \phi_{1\perp} = 50^{\circ} 50' \\ \phi_{1//} = 79^{\circ} 09' \end{array} \right.$

3° Le coefficient $f(i_1)$ qui est fonction de l'angle complexe i_1 de l'onde dans le métal. Il intervient dans le calcul des fonctions d'épaisseur dans le cas où le vecteur champ électrique est parallèle au plan d'incidence. Ce coefficient est donné par l'équation :

$$f(i_1) = \frac{|\cos i_1|^2 - |\sin i_1|^2}{|\cos i_1|^2 + |\sin i_1|^2} = \frac{p^2 + q^2 - \sin^2 i_0}{p^2 + q^2 + \sin^2 i_0} \quad f(i_1) = 0,72$$

4° Les paramètres α et δ dépendent de la longueur d'onde :

$$\alpha = \frac{4\pi}{\lambda} q \quad \text{et} \quad \delta = \frac{4\pi}{\lambda} p$$

α est le coefficient d'absorption de la lumière pour l'incidence i_0 , δ est un coefficient qui apparaît dans les termes de phase dans l'expression des densités d'énergie lumineuse.

Les valeurs de α et δ obtenues, sont consignées dans le tableau suivant :

$\lambda \text{ \AA}$	2483	2654	2804	3021
$\alpha 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$	9,36	8,75	8,30	7,70
$\delta 10^{-3} \text{ \AA}^{-1}$	6,47	6,05	5,70	5,32

5° Le terme d'interférence $|D|^2$ qui résulte de la sommation à l'infini des amplitudes complexes des ondes réfléchies sur les deux dioptries qui limitent la couche. Il apparaît au dénominateur de la fonction densité d'énergie $I(z, d)$. Sa valeur pour chaque épaisseur dépend de la longueur d'onde et il se déduit des paramètres précédents suivant la formule :

$$|D|^2 = 1 + \int_1^2 \rho_0^2 e^{-2\alpha d} + 2 \int_1 \rho_0 \cos(\delta d + \varphi_1 + \varphi_2) e^{-\alpha d}.$$

Le tableau suivant donne la valeur de ce terme correctif pour diverses épaisseurs et pour une longueur d'onde $\lambda = 2804 \text{ \AA}$:

$d \text{ \AA}$	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	200	300	400	500
$ D ^2$	1,35	1,33	1,30	1,27	1,24	1,22	1,20	1,18	1,15	1,14	1,03	1,01	1	1
$ D ^2$	0,92	0,95	0,99	1,02	1,04	1,07	1,09	1,10	1,12	1,13	1,14	1,08	1,05	1

Il est à noter que lorsqu'on néglige les interférences en admettant pour la variation de la densité d'énergie lumineuse une loi de la forme $I(z) = I_0 e^{-\alpha z}$, on considère le terme $|D|^2$ comme constant et égal à l'unité. Le tableau précédent montre clairement que cette approximation n'est valable, dans le cas des couches d'or, que lorsque l'épaisseur dépasse $500 \text{ \AA}$.

6° Pour achever le calcul, il convient de regrouper dans les expressions des fonctions d'épaisseur $g(d)$, l'ensemble des coefficients indépendants de l'épaisseur, mais dont la valeur dépend de la valeur choisie pour la profondeur d'extraction L .

C'est ainsi par exemple que l'on peut exprimer la fonction $g_{\perp}^{+}(d)$ sous la forme réduite :

$$g_{\perp}^{+}(d) = \frac{1}{|D|^2} \left[1 - k_{1\perp} \exp - (\alpha + \beta) d + k_{2\perp} \cos (\delta d + \phi) \exp - \alpha d + k_{3\perp} \exp - 2 \alpha d \right]$$

Les coefficients k_1 , k_2 , k_3 se calculent à partir des paramètres secondaires, d'après les expressions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} k_{1\perp} = 1 + \rho_{\perp}^2 \frac{\beta + \alpha}{\beta - \alpha} + 2 \rho_{\perp} \cos (\varphi_1 - \varphi_2) \frac{\alpha + \beta}{\sqrt{\beta^2 + \delta^2}} \\ k_{2\perp} = 2 \rho_{\perp} \frac{\beta + \alpha}{\sqrt{\beta^2 + \delta^2}} \\ k_{3\perp} = \rho_{\perp}^2 \frac{\beta + \alpha}{\beta - \alpha} \\ \phi_{\perp} = \varphi_{1\perp} - \varphi_2 \end{array} \right.$$

l'angle φ_2 étant défini par :

$$\cos \varphi_2 = \frac{\beta}{\sqrt{\beta^2 + \delta^2}} \quad \text{avec } \beta = 1/L$$

III. Les paramètres précédents étant déterminés, nous pouvons calculer les variations du rendement quantique avec l'épaisseur de la couche pour chaque longueur d'onde et pour les diverses valeurs de L choisies. Les calculs des fonctions d'épaisseur ont été exécutés en faisant varier l'épaisseur de 10 en 10 Å entre 0 et 100 Å et de 100 en 100 Å pour les valeurs de l'épaisseur comprises entre 100 et 500 Å. Une partie de ces calculs a été réalisée à l'aide d'une machine électronique.

ANNEXE II.

CALCULS PRELIMINAIRES DANS LA DETERMINATION DE L PAR MESURE DU RAPPORT : $Y_{//}^{+}/Y_{//}^{-}$ (d).

I. CALCUL DE m^{+}/m^{-} :

Le terme m^{+}/m^{-} qui apparaît dans la formule (VI.7.), qui donne le rapport des rendements $Y_{//}^{+}$ et $Y_{//}^{-}$ se calcule à partir des coefficients de transmission des différents dioptres qui limitent la couche.

$$\left(\frac{m^{+}}{m^{-}} \right)_{//} = \frac{|t_{o''}|^2}{|t_{24}|^2 |t'_{1//}|^2}$$

D'une manière générale, le coefficient de transmission en amplitude d'un dioptre plan séparant deux milieux d'indices n_1 et n_2 est donné par la formule :

$$t_{//} = \frac{2 \cos i_1 \sin i_2}{\sin(i_1 + i_2) \cos(i_1 - i_2)}$$

Avec les notations déjà indiquées nous obtenons les expressions suivantes :

- t_o est le coefficient de transmission du dioptre vide-métal

$$|t_o|_{//}^2 = \frac{4 \cos^2 i_o}{(p + \cos i_o)^2 + q^2} \times \frac{n^2 + k^2}{\left[p \cos i_o + \sin^2 i_o \right]^2 + q^2 \cos^2 i_o}$$

- $t_{2//}$ est le coefficient de transmission du dioptré vide-support :

$$|t_{2//}|^2 = \frac{4 \cos^2 i_0 \sin^2 i_2}{\sin(i_0 + i_2) \cos(i_0 - i_2)}$$

i_2 est ici l'angle des rayons dans le support avec la normale au support.

- $t'_{1//}$ est le coefficient de transmission du dioptré support-métal :

$$|t'_{1//}|^2 = \frac{4 n_2^2 \cos^2 i_2}{(p + n_2 \cos i_2)^2 + q^2} \times \frac{n^2 + k^2}{(p \cos i_2 + \frac{\sin^2 i_0}{n_2})^2 + q^2 \cos^2 i_2}$$

Pour l'ensemble des longueurs d'onde étudiées, les résultats s'écartent peu des valeurs suivantes :

$$|t_{0//}|^2 = 0,22 \quad |t_{2//}|^2 = 0,35 \quad |t'_{1//}|^2 = 0,63$$

D'où $m^+/m^- \simeq 1,02$

Nous pouvons donc considérer que, dans nos conditions expérimentales, le terme

$$\frac{m^+}{m^-} \times \frac{1}{k_{1//}^-} \text{ est très voisin de 1.}$$

II. LIMITE DU RAPPORT $(\frac{Y^+}{Y^-})_{//}$ pour $d \rightarrow 0$:

La limite du rapport $(Y^+/Y^-)_{//}$ lorsque l'épaisseur de la couche tend vers 0, n'est pas égale à l'unité.

Elle est donnée par la formule :

$$\lim_{d \rightarrow 0} \left(\frac{Y^+}{Y^-} \right)_{//} = \frac{m^+}{m^-} \times \frac{1 + \rho_{1//}^2 + 2 \rho_{1//} \cos \varphi_1 f(i_1)}{1 + \rho_{0//}^2 - 2 \rho_{0//} \cos \varphi_0 f(i_1)}$$

Cette limite est indépendante de la valeur de la profondeur d'extraction et ne dépend que des constantes optiques de la couche. Il est nécessaire de calculer cette limite pour éviter une erreur possible dans la détermination graphique de L. Dans nos conditions expérimentales :

$$\text{Log} \left[\lim_{d \rightarrow 0} \left(\frac{y^+}{y^-} \times \frac{m^-}{m^+} \right) \right] = 0,16$$

BIBLIOGRAPHIE

- (1) P. VERNIER et P. HARTMANN : C.R. Acad. Sc. t. 250 p. 1019 (1960)
- (2) P. HARTMANN : Thèse Dijon (1964)
- (3) M. PAUTY : Thèse Dijon (1966)
- (4) H. HERTZ : Ann. der Phys. 31. p. 893 (1887)
- (5) A. EINSTEIN : Ann. der Phys. 17. p. 132 (1905)
- (6) TAMM et SCHUBIN : Z. Physik. 68 p. 97 (1931).
- (7) R.H. FOWLER : Phys. Rev. 38 p. 45 (1931)
- (8) DUBRIDGE : New theories of the Photoelectric effect PARIS (1935)
- (9) A. MEESSEN : J. Phys. Radium 22 p. 135 (1961)
- (10) P. VERNIER : J. Phys. Radium 22 p. 463 (1961)
- (11) BURTON : Phys. Rev. 72, 231, p. 5311 (1947)
- (12) APKER, TAFT et DICKEY : Phys. Rev. 74. p. 1462 (1948)
- (13) A. MESSEN : J. Phys. Radium 22. p. 308 (1961)
- (14) H. THOMAS : Z. Physik 147 p. 395 (1957)
- (15) S. METHFESSEL : Z. Physik 147 p. 442 (1957)
- (16) H. MAYER et H. THOMAS : Z. Physik 147 p. 419 (1957)
- (17) C.N. BERGLUND et W.E. SPICER : Phys. Rev. 136. 44. p. 1030 (1964)
- (18) P. VERNIER, M. PAUTY : Propriétés optiques et structures des
et J.F. BERTHELEMY : métaux et alliages.
: Colloque international Paris (1965).

- (19) P. VERNIER : J. Phys. Radium 26 p. 87 (1965)
- (20) H. THOMAS : Problèmes fondamentaux dans la Physique des couches minces.
: Colloque International Clausthal (1965)
- (21) IVES et BRIGGS : Phys. Rev. 38. p. 1209 - 1477 (1931)
- (22) R. STUART, F. WOOTEN.
et W.E. SPICER :
: Phys. Rev. 135 2A. p. 495 (1964)
- (23) C.R. CROWELL, W.G. SPITZER,
L.E. HOWARTH et E.C. LABATE :
: Phys. Rev. 127, 6. p. 2006 (1962)
- (24) G.A. KATRICH et O.G. SARBEI : Soviet Phys. Solid. State,
: 3 p. 1181 (1961)
- (25) R. GARRON : Thèse Marseille (1964)
- (26) A. MESSEN : Problèmes fondamentaux dans la Physique des couches minces.
: Colloque International Clausthal (1965)
- (27) S.M. ZZE, J.L. MOLL et T. SUGANO : Solid State Electronics
: vol. 7 p. 509 (1964)
- (28) C.A. MEAD : Phys. Rev. Letters 82 p. 56 (1962)
- (29) M. ROUZEYRE : Thèse Montpellier (1966)
- (30) H. KANTER : J. Appl. Phys. 34. p. 3629 (1963)
- (31) H. KANTER : J. Appl. Phys. 10.3. p. 73 (1967)
- (32) A. LALLEMAND, M. DUCHESNE
et G. WLERICK : Advances in Electronics and Electron
: Physics - XII. p. 5. (1960)
- (33) P. VERNIER : Bull. Astron. T. 22. p. 83 (1958)

- (34) P. ROUARD : Problèmes fondamentaux dans la Physique des couches minces.
: Colloque Inter. Clausthal (1965)
- (35) P. LOSTIS : Revue optique t. 28 p. 19 (1959)
- (36) JEFFESSEN : J. Op. Soc. Am. 52. 1081 (1962)
- (37) P. VERNIER, E. COQUET : J. Phys. Radium 26, p. 80 (1965)
et P. LANDROT
- (38) SEN SIK MINN : J. de recherches du C.N.R.S.
: Bellevue n° 51 (1960)
- (39) K.T. COMPTON et L.W. ROSS : Phys. Rev. 13 p. 295 : (1919)
- (40) H. DEMBER et H. GOLDSCHMIDT : Z. für Tech. Phys. 7. p. 137 (1926)
- (41) P. VERNIER, E. COQUET : C.R. Acad. Sc. Paris t. 264. p. 986
et E. BOURSEY : (1967)
- (42) C. SELLA et J. TRILLAT : Proceedings of a conference on Single
: Crystal films.
: Pennsylvania. p. 201. (1963)
- (43) P. VERNIER, E. COQUET et : C.R. Acad. Sc. Paris t. 262. p. 1728
M. BIGUEURE : (1966).
- (44) P. VERNIER : L'émission photoélectrique
: DUNOD (1963)
- (45) L.W. NORDHEIM : Proc. Roy. Soc. Lond..121, 626 (1928)
- (46) E. COQUET et P. VERNIER : C.R. Acad. Sc. Paris t. 262 p. 1141
: (1966).
- (47) P. VERNIER et E. COQUET : Problèmes fondamentaux sur la Physique des couches minces.
: Colloque Inter. Clausthal (1965)

- (48) K. FUCHS : Proc. Cambridge Phil. Soc. 34. 100 (1938)
- (49) C.R. CROWELL ET S.M. SZE : Phys. Rev. Letters. 15, 659 (1965)
- (50) A.H. WILSON : Theory of Metals (Cambridge University Press, New York) p. 264 (1955)
- (51) A. CARILLON et B. GAUTHE : C.R. Acad. Sc. Paris, t. 263 p. 1242 : (1966)
- (52) J.J. QUINN : Phys. Rev. 136 n° 4 p. 1453 (1960)
- (53) M. SPARKS, et K. MOTISUKI : J. Phys. Soc. Japan 19 n° 4 P.486 (1964)
-

TABLE DES MATIERES

	PAGES
<u>INTRODUCTION :</u>	-1-
<u>CHAPITRE I : Données générales</u>	-4-
I.1. <u>Introduction : L'émission photoélectrique des métaux</u>	-4-
I.1.1. Effet de surface ou effet de volume ? (1887 à 1957)	-4-
I.1.2. Mécanisme de l'effet de volume.	-5-
I.1.3. Méthode des couches minces.	-6-
I.2. <u>Résultats des travaux récents</u>	-6-
I.2.1. Existence d'un effet de volume pour les métaux	-6-
I.2.2. Propagation des électrons "chauds" dans les métaux	-7-
I.2.3. Méthodes de détermination de la longueur d'atténuation	-8-
I.3. <u>Les méthodes photoélectriques. Analyse des résultats obtenus</u>	-9-
I.3.1. Interprétations théoriques classiques : Variation du rendement quantique avec l'épaisseur de la couche métallique.	-9-
I.3.2. Mesures fondées sur la variation du rendement quantique $Y^+(d)$	-10-
I.3.3. Mesures fondées sur la variation du rendement quantique $Y^-(d)$	-12-
I.3.4. Longueur d'atténuation des électrons chauds dans l'or	-13-
I.4. <u>Buts de notre travail</u>	-14-

<u>CHAPITRE II : Dispositif expérimental</u>	-16-
II.1. <u>Utilisation de la caméra électronique</u> pour la détection des photoélectrons	-17-
II.1.1. L'intérêt de la caméra électronique en photoélectricité	-17-
II.1.2. Principe de l'utilisation de la caméra électronique en photoélectricité	-18-
II.2. <u>Dispositif expérimental</u>	-20-
II.2.1. L'évaporateur	-20-
II.2.2. Le substrat de la lame	-20-
II.2.3. La caméra électronique	-21-
II.2.4. Eclairage des photocathodes	-21-
II.2.5. Vide utilisé	-22-
<u>CHAPITRE III : Détermination des différents paramètres des couches d'or</u>	-23-
III.1. <u>Mesure de l'épaisseur des couches minces</u>	-23-
III.2. <u>Détermination des constantes optiques des couches</u>	-24-
III.3. <u>Détermination du nombre de photoélectrons émis par une couche</u>	-25-
III.4. <u>Détermination du rendement quantique par photon incident</u>	-27-
III.4.1. Variation du rendement avec l'épaisseur des couches	-27-
III.4.2. Variation du rendement avec la fréquence du rayonnement incident	-27-
III.4.3. Précision des mesures	-28-
III.5. <u>Contrôle de la structure des couches</u>	-30-
III.5.1. Structure cristalline, dimensions moyennes des grains	-30-
III.5.2. Continuité et homogénéité des couches	-32-

<u>CHAPITRE IV : Etude expérimentale de la variation du rendement quantique</u> <u>d'une couche d'or avec son épaisseur</u>	-34-
IV.1. <u>Les conditions expérimentales</u>	-35-
IV.1.1. Mise en oeuvre de l'expérience	-35-
IV.1.2. Recherche des paramètres liés à l'état de surface qui peuvent influencer sur le rendement quantique	-35-
IV.1.2.1. Variation du rendement quantique dans le temps qui suit l'évaporation	-36-
IV.1.2.2. Détermination du seuil photoélectrique des couches d'or	-37-
IV.1.2.3. Influence de la vitesse de dépôt d'une couche sur son rendement quantique	-39-
IV.2. <u>Résultats expérimentaux</u>	-41-
IV.2.1. Variation du rendement quantique avec l'épaisseur des lames pour un éclairage sur la face libre de la couche	-41-
IV.2.1.1. Les quantités mesurées	-41-
IV.2.1.2. Les particularités des courbes - Interprétations possibles	-42-
IV.2.2. Variation du rendement quantique avec l'épaisseur des lames pour un éclairage des couches à travers leur support	-44-
IV.2.3. Conclusion	-46-

<u>CHAPITRE V : Calcul du rendement quantique d'une couche mince</u>	-47-
V.1. <u>Schéma d'étude</u>	-48-
V.1.1. Modèle de couche mince adopté pour cette étude	-48-
V.1.2. Les étapes du calcul du rendement quantique d'une couche mince	-50-
V.2. <u>Calcul de la densité d'énergie électromagnétique dans une couche mince métallique</u>	-52-
V.2.1. Composantes du champ électrique dans le métal pour les deux polarisations	-53-
V.2.2. Définition des paramètres optiques intervenant dans le calcul	-55-
V.2.3. Calcul du champ électrique dans la lame pour un éclairage sur la face libre de la couche	-56-
V.2.4. Calcul du champ électrique dans la lame pour un éclairage de la couche à travers son support	-57-
V.2.5. Expression de la quantité $I'(z)$	-57-
V.3. <u>Probabilité de sortie d'un électron excité</u>	-60-
V.3.1. Probabilité de sortie d'un électron excité en surface	-61-
V.3.2. Probabilité de sortie d'un électron excité à la distance z de la surface	-62-
V.3.3. Probabilité moyenne de sortie (W, z) des électrons d'énergie W excités à la profondeur z	-62-
V.4. <u>Calcul de l'influence de l'épaisseur de la couche sur la valeur de son rendement quantique</u>	-63-
V.4.1. Définition de la profondeur d'extraction des photoélectrons	-63-
V.4.2. Variation du rendement quantique avec l'épaisseur de la couche lorsqu'elle reçoit la lumière sur sa face libre	-65-
V.4.3. Variation du rendement quantique avec l'épaisseur de la couche lorsqu'elle est éclairée à travers son support	-67-
V.4.4. Expressions des fonctions d'épaisseur $g(\gamma, d)$	-68-

<u>CHAPITRE VI : Application du schéma théorique aux couches minces d'or</u>	
<u>Détermination de la profondeur d'extraction des photo-</u> <u>électrons</u>	-70-
VI.1. <u>Analyse des courbes théoriques de la variation du rendement</u> <u>quantique avec l'épaisseur des couches</u>	-71-
VI.1.1. Points d'accord de la théorie avec l'expérience	-71-
VI.1.2. Points de désaccord de la théorie avec l'expérience	-74-
VI.2. <u>Détermination de la profondeur d'extraction des photo-</u> <u>électrons</u>	-75-
VI.2.1. Détermination de la profondeur d'extraction par comparaison des courbes expérimentales avec les courbes théoriques	-75-
VI.2.2. Détermination de la profondeur d'extraction à partir de la mesure du rapport des rendements quantiques pour les deux sens de propagation de la lumière	-76-
VI.2.2.1. Mise en évidence de la méthode	-76-
VI.2.2.2. Recherche des conditions d'application de la méthode	-79-
VI.2.2.3. Les résultats expérimentaux dans le cas de l'or	-80-
VI.3. <u>Discussion des résultats obtenus</u>	-82-
Conclusion	-85-
<u>ANNEXE I. Réalisation du calcul des variations du rendement quantique</u> <u>avec l'épaisseur des couches dans le cas de l'or</u>	-88-
<u>ANNEXE II. Calculs préliminaires dans la détermination de L par</u> <u>mesure du rapport $Y_{//}^{+} / Y_{//}^{-} (d)$</u>	-93-
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	-96-

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Repérage des températures de surface
par détection du rayonnement infrarouge

